

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

João Paulo Dias

**ESCOAMENTO DE ÓLEO E REFRIGERANTE PELA
FOLGA PISTÃO-CILINDRO DE COMPRESSORES
HERMÉTICOS ALTERNATIVOS**

Florianópolis

2012

João Paulo Dias

**ESCOAMENTO DE ÓLEO E REFRIGERANTE PELA
FOLGA PISTÃO-CILINDRO DE COMPRESSORES
HERMÉTICOS ALTERNATIVOS**

Tese submetida ao Programa de Pós-
Graduação em Engenharia Mecânica
para a obtenção do Grau de Doutor
em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Alvaro Toubes Prata,
PhD.

Florianópolis

2012

Catálogo na fonte pela Biblioteca Universitária
da
Universidade Federal de Santa Catarina

D541e Dias, João Paulo

Escoamento de óleo e refrigerante pela folga pistão-
cilindro de compressores alternativos herméticos [tese] /
João Paulo Dias ; orientador, Alvaro Toubes Prata. -
Florianópolis, SC, 2012.

327 p.: il., tabs., graf.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina,
Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em Engenharia
Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia mecânica. 2. Compressores - Lubrificação.
3. Óleos lubrificantes. I. Prata, Alvaro Toubes. II.
Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-
Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

CDU 621

João Paulo Dias

**ESCOAMENTO DE ÓLEO E REFRIGERANTE PELA
FOLGA PISTÃO-CILINDRO DE COMPRESSORES
HERMÉTICOS ALTERNATIVOS**

Esta Tese foi julgada aprovada para a obtenção do Título de “Doutor em Engenharia Mecânica”, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 08 de março 2012.

Prof. Júlio César Passos, PhD.
Coordenador do Curso

Prof. Alvaro Toubes Prata, PhD.
Orientador

Banca Examinadora:

Prof. Alvaro Toubes Prata, PhD.
Presidente

Prof. José Alberto dos Reis Parise, PhD. (PUC/Rio-Relator)

Prof. José Luiz Gasche, Dr. Eng. (FEIS/UNESP)

Prof. César José Deschamps, PhD.

Prof. Jader Riso Barbosa Jr., PhD.

Eng. Paulo Rogério Carrara Couto, Dr. (EMBRACO)

Dedico este trabalho a minha noiva, Jacqueline, aos meus pais, Betuel e Odete e aos demais familiares, pelo amor, apoio e incentivo. Aos meus padrinhos Benedito e Alzira pelo exemplo de persistência e superação diante das adversidades.

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador Prof. Alvaro Toubes Prata, que me acolheu no INCT-POLO e que sempre se mostrou dedicado, atencioso e incentivador principalmente nos momentos mais difíceis da elaboração deste trabalho. Agradeço pelos seus ensinamentos técnicos e de vida que com certeza foram essenciais para a minha formação.

Ao Prof. Jader Riso Barbosa Jr., por sua inestimável contribuição no desenvolvimento do trabalho e na elaboração dos artigos que serviram de base para o mesmo. Ao Prof. César José Deschamps pela viabilização financeira da contrução da bancada e pela participação na banca examinadora.

Aos demais membros da banca examinadora, Prof. José Alberto dos Reis Parise, Prof. José Luis Gasche e Eng. Paulo Roberto Carrara Couto pela disposição em avaliar o trabalho e pelas valiosas contribuições prestadas.

À equipe do INCT-POLO, especialmente aos técnicos Fabiano Vambommel, Eduardo Ludgero, Gisele do Nascimento, Tiago Fernandes, Marcos Espíndola, Sr. Milton, Rodrigo Freitas e Rafael Góes pelos auxílios prestados durante a fase de montagem da bancada. Um agradecimento especial à Norma e a toda equipe da secretaria pela gentil colaboração na impressão e encadernamento do trabalho.

Ao colega Eng. Fernando Paulo Grando pelas valiosas discussões à respeito das modelagens numéricas do trabalho.

Aos amigos e colegas de laboratório Dalton Bertoldi, Bruno Pusoli, Pablo Oliveira, Jaime Lozano, Marcus Vinícius, André Morriesen, Moisés Marcelino, Evandro Pereira, Rodrigo Pizarro, João Ernesto, Guilherme Borges, Thiago Dutra, Gustavo Portella, Joel Boeng, Diogo Lôndero, Paulo Trevizoli, Pedro Magalhães, Rafael Borin, Fábio Canesin, Jorge Bezerra, Paulo Palomino e Rafael Dantas que me auxiliaram de diversas formas no desenvolvimento deste trabalho e aos bons momentos de descontração que vivemos.

À família Dias e à família Lopes pelo carinho e as incontáveis mensagens de incentivo e apoio, muito importantes para eu cumprir mais esta etapa da minha vida.

Ao CNPq e à EMBRACO, pelo suporte financeiro.

*O sucesso é ir de fracasso em fracasso
sem perder o entusiasmo.*

Winston Churchill

RESUMO

O conhecimento do processo de lubrificação das partes móveis dos compressores alternativos herméticos, sobretudo do pistão, é de importância fundamental na concepção de sistemas de refrigeração mais eficientes. A existência de uma pequena folga entre o pistão e o cilindro permite que movimentos radiais do pistão afetem a espessura do filme lubrificante e o regime de lubrificação do conjunto. Adicionalmente, os fenômenos de cavitação e restauração do filme considerando a interação óleo/refrigerante ainda não são totalmente compreendidos e merecem mais estudos para que melhorias no projeto do compressor sejam atingidas. Neste contexto, o presente trabalho propõe um estudo teórico e experimental do escoamento de óleo e refrigerante pela folga pistão-cilindro de compressores alternativos utilizados em sistemas de refrigeração de pequena capacidade. Inicialmente é proposta a construção de uma bancada para estudo experimental das características do escoamento na geometria da folga pistão-cilindro com o pistão estático. A bancada experimental é composta por uma seção de teste com um pistão e um cilindro transparente instrumentado com sensores de pressão e termopares em diversos pontos. O cilindro é apoiado sobre um conjunto de plataformas acionadas por micrômetros que permitem que a pressão do escoamento seja medida em várias posições para diferentes graus de desalinhamento entre o pistão e o cilindro. A análise teórica engloba três modelagens distintas. O primeiro modelo descreve o escoamento bifásico da mistura em equilíbrio local na geometria da folga para a situação onde o pistão é mantido estático. As equações de Reynolds e da conservação da energia foram resolvidas numericamente considerando a variação das propriedades físicas das fases para a determinação das distribuições de pressão e temperatura do escoamento. Os resultados obtidos foram comparados com os dados experimentais medidos na bancada, com o intuito de validar o modelo. O segundo modelo estende a metodologia anterior para descrever a lubrificação dinâmica do pistão, onde os movimentos do pistão e a transferência de calor no filme lubrificante foram incorporados. Parâmetros relativos ao movimento do pistão como a potência consumida e vazamento de refrigerante pela folga foram obtidos e comparados com os calculados por modelos que consideram o filme isotérmico. Por último, o terceiro modelo envolve a caracterização do processo de crescimento de bolhas individuais em misturas óleo-refrigerante submetidas a descompressões

isotérmicas, onde as hipóteses de equilíbrio mecânico e termodinâmico são suspensas. Este modelo é apresentado como uma ferramenta promissora para a descrição do crescimento de bolhas que pode ocorrer no filme lubrificante relacionado à cavitação, e da formação de espuma no cárter durante a partida do compressor.

Palavras-chave: folga pistão-cilindro, misturas óleo-refrigerante, lubrificação hidrodinâmica, análise experimental, modelagem numérica, visualização de escoamentos.

ABSTRACT

A detailed knowledge of lubrication process in reciprocating compressors, particularly the piston assembly lubrication, has a fundamental role in the design of more efficient refrigeration systems. A radial clearance between the piston and the cylinder walls allows piston oscillatory radial movements that affect both the lubricant film thickness and the lubrication regime. Furthermore, cavitation and restoration of the lubricant film considering the oil/refrigerant interaction are not totally understood and these issues deserve additional studies for future improvements in the design of compressors. With this in mind, this work proposes a theoretical/experimental study of the flow of oil and refrigerant through the piston-cylinder clearance of reciprocating compressors used in small capacity refrigeration systems. Firstly, the project of a experimental apparatus is proposed to study flow characteristics in the piston-cylinder geometry with the piston steady. The apparatus consists of a test section in which the piston is placed inside a translucent cylinder equipped with thermocouples and pressure sensors at defined positions. The cylinder is mounted upon a set of micrometer-guided stages that allows pressure measurements at several positions for different piston-cylinder misalignment degrees. Theoretical analysis includes three different models. The first one is an equilibrium model to describe the two-phase flow of the mixture through the clearance in which the piston is steady. The Reynolds and the energy conservation equations were solved numerically considering the variation of the physical properties in both phases in order to calculate the film pressure and temperature. The numerical results were compared with the experimental ones in order to validate the model. The second model extends the previous methodology to describe the piston dynamic lubrication in which piston movements and the heat transfer effect in the film were considered. The performance parameters related to piston movement, such as the power consumption and refrigerant leakage, were obtained and compared with those ones calculated by isothermal models. Finally, the third model regards characterization of growth process of individual bubbles in oil-refrigerant mixtures under isothermal depressurization, in which assumptions of mechanical and thermodynamic equilibrium were suppressed. This model is introduced as a potential tool to predict bubble growth that may occur as a result of cavitation in film, and the foaming process in the oil sump during compressor

start-up.

Keywords: piston-cylinder clearance, oil-refrigerant mixtures, hydrodynamic lubrication theory, experimental analysis, numerical modeling, flow visualization.

LISTA DE FIGURAS

| | | |
|-----------|---|----|
| Figura 1 | Ilustração esquemática de um sistema de refrigeração por compressão de vapor. | 2 |
| Figura 2 | Ilustração esquemática de um compressor alternativo utilizado em sistemas de refrigeração de pequena capacidade (PRATA; BARBOSA JR., 2008). | 3 |
| Figura 3 | Ilustração esquemática do conjunto pistão-cilindro de compressores alternativos. | 5 |
| Figura 4 | Desalinhamentos entre o pistão e o cilindro previstos para serem obtidos com a bancada experimental (folga com a dimensão exagerada). | 8 |
| Figura 5 | Padrões de escoamento observados por Lacerda (2000) e Lacerda, Prata e Fagotti (2000) no escoamento de óleo e refrigerante em um duto circular reto. | 26 |
| Figura 6 | Comparação entre resultados experimentais e numéricos realizados por Dias (2006) utilizando diferentes modelos para prever o escoamento metaestável da mistura óleo-refrigerante (Dados na entrada - pressão: 540,46kPa; temperatura: 29,68°C; solubilidade: 0,33kg ref./kg mistura; sub-saturação: 66%). | 28 |
| Figura 7 | Representação esquemática dos padrões de escoamento bifásico típicos em um duto horizontal adaptado de Seixlack (1996). | 31 |
| Figura 8 | Padrão <i>capillary bubble flow</i> encontrado em dutos de pequeno diâmetro. | 33 |
| Figura 9 | Padrões típicos do escoamento bifásico com mudança de fase em mini e micro-canais (KANDLIKAR, 2002). | 34 |
| Figura 10 | Comparação entre os padrões de escoamento típicos observados em um tubo capilar e em um macro-canal (MISHIMA; HIBIKI, 1996). | 36 |
| Figura 11 | Padrões de escoamento em um canal retangular de 12 x 0,3 mm de seção (XU, 1999). (a) <i>cap-bubbly flow</i> , (b) <i>slug-droplet flow</i> , (c) <i>churn flow</i> , (d) <i>annular-droplet flow</i> | 37 |
| Figura 12 | Padrões do escoamento de ar-água num tubo de quartzo de 100 μ m de diâmetro interno visualizados por Serizawa, Feng e Kawara (2002): (a) <i>bubbly flow</i> ; (b) <i>slug flow</i> ; (c) <i>transition</i> ; (d) <i>skewed flow</i> ; (e) <i>liquid ring flow</i> ; (f) <i>frothy annular flow</i> ; (g) <i>transition</i> ; (h) <i>annular flow</i> | 39 |

| | | |
|-----------|--|----|
| Figura 13 | Graus de liberdade de movimentação do cilindro em relação ao pistão. | 48 |
| Figura 14 | Vistas gerais da seção de teste. | 50 |
| Figura 15 | Detalhe da trajetória do escoamento no interior do conjunto pistão-cilindro. | 51 |
| Figura 16 | Esquema de montagem do conjunto do pistão. | 52 |
| Figura 17 | Detalhes do pistão e da haste. | 53 |
| Figura 18 | Esquema da montagem do conjunto do cilindro. | 56 |
| Figura 19 | Plataformas de deslocamemnto do cilindro em relação ao pistão. | 57 |
| Figura 20 | Montagem do sistema de posicionamento do bloco do cilindro. | 58 |
| Figura 21 | Micrômetro diferencial utilizado no acionamento das plataformas 3 e 4. | 59 |
| Figura 22 | Esquema de montagem da conexão móvel entre os conjuntos do pistão e do cilindro. | 62 |
| Figura 23 | Detalhes da gaxeta de retenção e de sua instalação na conexão móvel. | 63 |
| Figura 24 | Deslocamentos longitudinais e radiais da conexão móvel. | 64 |
| Figura 25 | Montagem da mesa de sustentação do conjunto pistão-cilindro. | 65 |
| Figura 26 | Diagrama esquemático da bancada experimental. | 66 |
| Figura 27 | Esquema de instalação dos sensores miniaturizados no bloco do cilindro. | 71 |
| Figura 28 | Partes e dimensões do sensor miniaturizado 8530B-500 fabricado pela Endevco. | 72 |
| Figura 29 | Detalhes internos da bucha de alojamento dos sensores miniaturizados. | 72 |
| Figura 30 | Esquema de medição da pressão na seção de teste em diferentes posições longitudinais. | 73 |
| Figura 31 | Medição de temperatura nos vasos de pressão. | 74 |
| Figura 32 | Esquemas de medição da temperatura do escoamento na entrada e na saída da seção de teste. | 75 |
| Figura 33 | Esquema ilustrativo do funcionamento do sensor de nível de líquido instalado no VAP. | 78 |
| Figura 34 | Esquema básico dos componentes do sistema de controle e aquisição de dados. | 79 |

| | | |
|-----------|--|----|
| Figura 35 | Aba do painel frontal do programa de aquisição onde são gerenciadas as medições da bancada. | 83 |
| Figura 36 | Aba do painel frontal do programa de aquisição onde é feito o acionamento dos equipamentos da bancada. | 83 |
| Figura 37 | Aba do painel frontal do programa de aquisição onde são exibidos os gráficos temporais. | 84 |
| Figura 38 | Aba do painel frontal do programa de aquisição onde são exibidos os dados de pressão na folga pós-processados. | 84 |
| Figura 39 | Parte do diagrama de blocos do programa de aquisição. | 85 |
| Figura 40 | Aparato montado para a visualização do escoamento pela folga pistão-cilindro. | 86 |
| Figura 41 | Esquema da montagem dos equipamentos para a visualização do escoamento pela folga pistão-cilindro. | 87 |
| Figura 42 | Forças atuantes no conjunto do pistão. | 88 |
| Figura 43 | Pressão aplicada nas faces do pistão que geram as forças que deformam o conjunto. | 88 |
| Figura 44 | Malha utilizada e níveis de deformação do conjunto do pistão nas direções X e Y das simulações realizadas com $p=10$ bar. | 90 |
| Figura 45 | Níveis de deformações do bloco do cilindro diante da aplicação de uma pressão interna de 10 bar para diferentes materiais. | 91 |
| Figura 46 | Malha e níveis de deslocamento do conjunto do cilindro diante de uma força resultante da aplicação de $p=10$ bar na metade da circunferência do cilindro. | 92 |
| Figura 47 | Sequência de montagem dos componentes na seção de teste. | 93 |
| Figura 48 | Utilização de calibres com a intenção de minimizar os desalinhamentos entre o pistão e o cilindro na montagem da seção de teste. | 94 |
| Figura 49 | Esquema ilustrativo do comportamento de um escoamento monofásico na folga pistão-cilindro em situação de alinhamento perfeito. | 98 |
| Figura 50 | Esquema ilustrativo do comportamento de um escoamento monofásico na folga pistão-cilindro na primeira configuração de desalinhamento. | 99 |
| Figura 51 | Esquema ilustrativo do comportamento de um escoamento monofásico na folga pistão-cilindro na segunda configuração | |

| | |
|---|-----|
| de desalinhamento..... | 100 |
| Figura 52 Aproximação da geometria do escoamento longitudinal pela folga pistão-cilindro para duas placas planas paralelas..... | 102 |
| Figura 53 Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 1 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=2,5\text{bar}$)..... | 107 |
| Figura 54 Perfis longitudinais de pressão para o Teste 1 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=2,5\text{bar}$). | 108 |
| Figura 55 Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 2 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=3,0\text{bar}$)..... | 109 |
| Figura 56 Perfis longitudinais de pressão o Teste 2 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=3,0\text{bar}$). | 110 |
| Figura 57 Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 3 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=3,5\text{bar}$)..... | 111 |
| Figura 58 Perfis longitudinais de pressão para o Teste 3 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=3,5\text{bar}$). | 111 |
| Figura 59 Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 4 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=4,0\text{bar}$)..... | 112 |
| Figura 60 Perfis longitudinais de pressão para o Teste 4 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=4,0\text{bar}$). | 112 |
| Figura 61 Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 5 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=5,0\text{bar}$)..... | 113 |
| Figura 62 Perfis longitudinais de pressão para o Teste 5 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=5,0\text{bar}$). | 113 |
| Figura 63 Ilustração esquemática do circuito de “borbulhamento” da mistura no VAP..... | 115 |
| Figura 64 Comparação dos perfis de pressão do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga para diferentes pressões no VAP (Pistão 1 alinhado). | 118 |
| Figura 65 Comparação dos perfis de pressão do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga para diferentes pressões no VBP (Pistão 1 alinhado). | 121 |
| Figura 66 Comparação dos perfis de pressão do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga para diferentes temperaturas da mistura mantida no VAP (Pistão 1 alinhado). | 122 |
| Figura 67 Desalinhamento entre o pistão e o cilindro provocado pelo acionamento da plataforma 2. | 124 |
| Figura 68 Comparação entre perfis de pressão do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga do Pistão 1 nas situações de | |

| | |
|---|-----|
| alinhamento e desalinhamento. | 126 |
| Figura 69 Visualização da formação de estrias para o escoamento da mistura óleo-refrigerante na folga de $470\mu\text{m}$ (Condição de alinhamento). | 129 |
| Figura 70 Visualização da formação de estrias para o escoamento da mistura óleo-refrigerante na folga de $470\mu\text{m}$ (Desalinhamento: $\varepsilon_{topo,Y} = \varepsilon_{base,Y} = 0,5$). | 130 |
| Figura 71 Formação de bolhas na folga de $107\mu\text{m}$ para ΔT_{sub} na entrada de aproximadamente 7°C e a vazão medida pelo fluxímetro de $124,68\text{ kg/h}$ | 131 |
| Figura 72 Formação de bolhas e acompanhamento do crescimento de uma bolha isolada do escoamento da mistura na folga de $107\mu\text{m}$, para ΔT_{sub} na entrada de aproximadamente 3°C e vazão medida pelo fluxímetro de $124,68\text{ kg/h}$ | 132 |
| Figura 73 Visualização das várias configurações de bolhas formadas no escoamento da mistura na folga de $107\mu\text{m}$ para ΔT_{sub} na entrada de aproximadamente 1°C | 133 |
| Figura 74 Esquema da modelagem física do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga pistão-cilindro. | 138 |
| Figura 75 Geometria e sistema de coordenadas do modelo do escoamento pela folga pistão-cilindro. | 140 |
| Figura 76 Geometria para a dedução da equação de Reynolds. . . | 143 |
| Figura 77 Geometria para a dedução da equação da conservação da energia. | 148 |
| Figura 78 Discretização do domínio de solução das equações governantes. | 156 |
| Figura 79 Comparação entre as distribuições de pressão experimental e obtidas pelo modelo para simulações realizadas com $x_{en}=0,1\%$ (pistão e cilindro alinhados). | 163 |
| Figura 80 Comparação entre as distribuições de pressão experimental e obtidas pelo modelo para simulações realizadas com $x_{en}=0,5\%$ (pistão e cilindro alinhados). | 164 |
| Figura 81 Comparação entre as distribuições de pressão experimental e obtidas pelo modelo para simulações realizadas com $x_{en}=1,0\%$ (pistão e cilindro alinhados). | 165 |
| Figura 82 Comparação entre as distribuições de pressão experimental e obtidas pelo modelo para simulações realizadas com $x_{en}=5,0\%$ (pistão e cilindro alinhados). | 166 |
| Figura 83 Distribuições de título mássico de vapor na mistura e | |

| | |
|---|-----|
| fração de vazio do escoamento na folga obtidos com a correlação de Akers, Deans e Crosser (1959) para a viscosidade bifásica e $x_{en}=0,1\%$ | 167 |
| Figura 84 Resultados dos perfis longitudinais ao longo do escoamento pela folga pistão-cilindro na avaliação de um caso..... | 169 |
| Figura 85 Resultados para a influência de cada termo da eq. da cons. da energia nos perfis longitudinais ao longo do escoamento. Legenda: (i) somente com os termos de difusão de calor; (ii) termos de difusão de calor e de massa + termos de advecção; (iii) termos de difusão de calor e de massa + termos de advecção + termo de compressibilidade da fase vapor | 171 |
| Figura 86 Resultados para a influência do termo de difusão de massa de refrigerante nos perfis longitudinais ao longo do escoamento..... | 173 |
| Figura 87 Resultados para a influência da diferença de pressão entre o topo e a base do pistão nos perfis ao longo do escoamento..... | 174 |
| Figura 88 Resultados para a influência da diferença de temperatura entre o topo e a base do pistão nos perfis ao longo do escoamento..... | 175 |
| Figura 89 Tipos de desalinhamentos entre o pistão e o cilindro utilizados nas simulações do escoamento na folga. | 177 |
| Figura 90 Resultados para a influência do desalinhamento devido a translação do pistão nos perfis de pressão e temperatura ao longo do escoamento..... | 178 |
| Figura 91 Resultados para a influência do desalinhamento devido a translação do pistão no perfil de fração de vazio ao longo do escoamento..... | 179 |
| Figura 92 Resultados para a influência do desalinhamento devido a rotação do pistão nos perfis de pressão e temperatura ao longo do escoamento..... | 180 |
| Figura 93 Resultados para a influência do desalinhamento devido a rotação do pistão no perfil de fração de vazio ao longo do escoamento..... | 181 |
| Figura 94 Esquema de um típico sistema biela-manivela que movimenta o pistão no interior do cilindro adaptado de Fernandes (1996)..... | 187 |
| Figura 95 Deslocamentos radiais originados pelo movimento secundário do pistão e os sistemas de coordenadas do problema.... | 189 |
| Figura 96 Diagramas de corpo livre do pistão e da biela. | 191 |

| | | |
|------------|--|-----|
| Figura 97 | Geometria planificada da folga pistão-cilindro. | 199 |
| Figura 98 | Transferência de calor para o filme lubrificante através da parede do cilindro. | 200 |
| Figura 99 | Fluxograma do procedimento de solução do modelo dinâmico-térmico-hidrodinâmico de lubrificação do pistão. | 205 |
| Figura 100 | Pressões no cilindro e na sucção em função do ângulo de manivela. | 206 |
| Figura 101 | Resíduos da pressão e da densidade durante a solução do campo de pressão em $\tau=185^\circ$ | 209 |
| Figura 102 | Resíduos da pressão e da densidade durante a solução do campo de pressão em $\tau=185^\circ$ sem a variação da densidade no termo fonte da Eq. de Reynolds. | 210 |
| Figura 103 | Verificação da variação da densidade no termo fonte da eq. de Reynolds na trajetória do pistão. | 211 |
| Figura 104 | Variação da temperatura média do filme lubrificante ao longo do tempo durante o primeiro ciclo. | 212 |
| Figura 105 | Distribuições longitudinais da temperatura do filme durante os instantes iniciais do primeiro ciclo. | 213 |
| Figura 106 | Excentricidade do topo do pistão ao longo do último ciclo. | 215 |
| Figura 107 | Excentricidade da base do pistão ao longo do último ciclo. | 215 |
| Figura 108 | Inclinação e força hidrodinâmica resultante sobre o pistão durante o último ciclo. | 216 |
| Figura 109 | Distribuições longitudinais de pressão no filme no instante $\tau=120^\circ$ do último ciclo. | 217 |
| Figura 110 | Distribuições longitudinais de fração de vazio no filme no instante $\tau=120^\circ$ do último ciclo. | 218 |
| Figura 111 | Distribuições longitudinais de pressão no filme no instante $\tau=240^\circ$ do último ciclo. | 219 |
| Figura 112 | Distribuições longitudinais de fração de vazio no filme no instante $\tau=240^\circ$ do último ciclo. | 221 |
| Figura 113 | Concentração média de refrigerante no filme ao longo do último ciclo (alta absorção do refrigerante no óleo). | 222 |
| Figura 114 | Potência dissipada por atrito viscoso no filme ao longo do último ciclo (baixa absorção do refrigerante no óleo). | 223 |
| Figura 115 | Ilustração do processo de absorção e desprendimento de | |

| | |
|---|-----|
| refrigerante pelo filme na folga pistão-cilindro durante o ciclo de compressão..... | 225 |
| Figura 116 Vazamento total de refrigerante pela saia do pistão ao longo do último ciclo. | 227 |
| Figura 117 Vazamento de gás pela saia do pistão ao longo do último ciclo..... | 228 |
| Figura 118 Balanço de massa de refrigerante no filme..... | 229 |
| Figura 119 Esquema de formação de um aglomerado de bolhas a partir da modelagem para uma única bolha adaptado de Prousevitch, Sahagian e Anderson (1993)..... | 235 |
| Figura 120 Modelo físico do crescimento de bolha por decompressão isotérmica. | 236 |
| Figura 121 Esquema da malha espacial não-uniformemente espaçada utilizada na solução computacional. | 249 |
| Figura 122 Fluxograma do código numérico para o solução do crescimento da bolha. | 250 |
| Figura 123 Curvas de crescimento da bolha e da camada de líquido ao longo do tempo para a simulação 1. | 253 |
| Figura 124 Curva da concentração média de refrigerante na camada de líquido ao longo do tempo para a simulação 1..... | 254 |
| Figura 125 Forças que atuam sobre a bolha ao longo do tempo para a simulação 1..... | 255 |
| Figura 126 Distribuição de concentração de refrigerante na camada de líquido em vários instantes do crescimento da bolha para a simulação 1. | 256 |
| Figura 127 Velocidades de crescimento da bolha para a simulação 1..... | 257 |
| Figura 128 Influência do raio inicial da bolha na dinâmica do crescimento da bolha. | 258 |
| Figura 129 Influência do raio inicial da camada de líquido na dinâmica do crescimento da bolha. | 259 |
| Figura 130 Influência da concentração inicial de refrigerante na camada de líquido na dinâmica do crescimento da bolha. | 260 |
| Figura 131 Influência da pressão inicial no líquido na dinâmica do crescimento da bolha. | 262 |
| Figura 132 Influência da pressão final no líquido na dinâmica do crescimento da bolha. | 263 |
| Figura 133 Influência da taxa de decompressão do líquido na dinâmica | |

| | |
|--|-----|
| do crescimento da bolha..... | 264 |
| Figura 134 Influência da temperatura da célula elementar na dinâmica do crescimento da bolha..... | 265 |
| Figura 135 Gráfico da cilindridade do Pistão 2..... | 312 |
| Figura 136 Gráfico da cilindridade do Cilindro..... | 313 |

LISTA DE TABELAS

| | | |
|-----------|---|-----|
| Tabela 1 | Propriedades dos materiais utilizados na construção do conjunto do pistão | 54 |
| Tabela 2 | Dados sobre as plataformas móveis da Newport© do sistema de posicionamento do cilindro..... | 60 |
| Tabela 3 | Propriedades dos materiais para a construção do bloco do cilindro | 61 |
| Tabela 4 | Dados geométricos do conjunto do pistão utilizados na análise estrutural | 89 |
| Tabela 5 | Valores medidos dos parâmetros geométricos do cilindro e dos pistões..... | 104 |
| Tabela 6 | Condições de operação para os teste de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste. | 106 |
| Tabela 7 | Comparação entre os valores de queda de pressão teóricos e experimentais..... | 107 |
| Tabela 8 | Dados dos testes de influência da pressão no VAP no escoamento da mistura. | 119 |
| Tabela 9 | Dados dos testes de influência da pressão no VBP no escoamento da mistura. | 120 |
| Tabela 10 | Dados dos testes de influência da temperatura no VAP no escoamento..... | 123 |
| Tabela 11 | Dados dos testes de influência do desalinhamento do pistão no escoamento..... | 127 |
| Tabela 12 | Condições dos testes de visualização representados nas figuras 69 e 70..... | 128 |
| Tabela 13 | Dados geométricos e operacionais utilizados no estudo de malha..... | 159 |
| Tabela 14 | Resultados do estudo para diferentes malhas..... | 159 |
| Tabela 15 | Dados experimentais para as simulações de validação do modelo..... | 161 |
| Tabela 16 | Vazões mássicas calculadas com o modelo e desvios da vazão experimental..... | 162 |
| Tabela 17 | Dados geométricos e operacionais utilizados nas simulações. | 168 |
| Tabela 18 | Dados geométricos, operacionais e computacionais do compressor simulado. | 207 |

| | | |
|-----------|---|-----|
| Tabela 19 | Potência dissipada e vazão de lubrificante na saia integradas no último ciclo. | 224 |
| Tabela 20 | Relação entre as massas de refrigerante succionada, absorvida pelo filme e que vaza pela folga integradas no último ciclo. | 230 |
| Tabela 21 | Parâmetros e resultados das simulações realizadas | 251 |
| Tabela 22 | Viscosidade dinâmica e coeficiente de difusão iniciais da misturas em em função da temperatura..... | 265 |
| Tabela 23 | Pressão na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais ($T=20^{\circ}\text{C}$). | 304 |
| Tabela 24 | Pressão na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais ($T=25^{\circ}\text{C}$). | 305 |
| Tabela 25 | Pressão na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais ($T=30^{\circ}\text{C}$). | 305 |
| Tabela 26 | Fração de vazio na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais ($T=20^{\circ}\text{C}$). | 306 |
| Tabela 27 | Fração de vazio na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais ($T=25^{\circ}\text{C}$). | 306 |
| Tabela 28 | Fração de vazio na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais ($T=30^{\circ}\text{C}$). | 307 |
| Tabela 29 | Valores médios e incertezas expandidas dos parâmetros geométricos do pistão e do cilindro. | 312 |
| Tabela 30 | Coeficientes das curvas ajustadas e incertezas expandidas dos sensores de pressão..... | 314 |
| Tabela 31 | Coeficientes das curvas de correção da temperatura e incertezas expandidas de medição..... | 316 |
| Tabela 32 | Comparação entre as densidades medidas e calculadas. | 326 |
| Tabela 33 | Comparação entre as vazões medidas e estimadas. | 327 |

LISTA DE SÍMBOLOS

| | | |
|----------------------|--|-----|
| m | Massa | 30 |
| x | Título de mássico | 30 |
| A | Área | 30 |
| α | Fração de vazio | 30 |
| p | Pressão | 43 |
| \dot{m} | Vazão mássica | 101 |
| c | Folga nominal entre o pistão e o cilindro | 101 |
| μ | Viscosidade dinâmica | 101 |
| ρ | Densidade | 101 |
| D | Diâmetro | 102 |
| \tilde{d} | Distância linear entre o topo do pistão e a linha de simetria do cilindro | 124 |
| $\bar{\gamma}$ | Ângulo de inclinação do pistão em torno do pino | 124 |
| h_{max} | Máxima espessura do filme lubrificante | 124 |
| h_{min} | Mínima espessura do filme lubrificante | 124 |
| k_p | Fator de abrangência | 125 |
| U | Incerteza expandida | 125 |
| u | Incerteza padrão | 125 |
| w_r | Concentração mássica de refrigerante na mistura | 138 |
| w_{sat} | Solubilidade do refrigerante na mistura | 138 |
| m_{rl} | Massa de refrigerante líquido | 138 |
| m_{oleo} | Massa de óleo | 138 |
| XYZ | Sistema de coordenadas retangular solidário ao cilindro | 140 |
| $r\theta z$ | Sistema de coordenadas cilíndricas solidário ao pistão | 140 |
| e_X, e_Y | Excentricidades do pistão em relação ao cilindro referentes as coordenadas X e Y do sistema retangular ... | 140 |
| h | Espessura do filme lubrificante | 140 |
| V_r, V_θ, V_z | Velocidades superficiais do pistão e do cilindro | 142 |
| u_r, u_θ, u_z | Campo de velocidades do fluido na folga | 143 |
| $\bar{\rho}$ | Densidade homogênea da mistura | 146 |
| $\bar{\mu}$ | Viscosidade homogênea da mistura | 146 |
| \vec{V} | Vetor velocidade do fluido na folga | 148 |

| | | |
|------------------|---|-----|
| Γ_k | Parâmetro de transferência de massa entre as fases.... | 148 |
| \tilde{e} | Enegia interna específica..... | 148 |
| T | Temperatura..... | 148 |
| \vec{q} | Vetor fluxo de calor..... | 148 |
| \vec{g} | Vetor aceleração da gravidade..... | 148 |
| t | Tempo..... | 149 |
| i | Entalpia específica..... | 150 |
| w_o | Concentração mássica de óleo na mistura líquida..... | 150 |
| γ | Coefficiente de compressibilidade térmica..... | 151 |
| c_p | Calor específico a pressão constante..... | 151 |
| \tilde{i}_{rl} | Entalpia parcial do refrigerante líquido na mistura.... | 151 |
| \tilde{i}_o | Entalpia parcial do óleo puro na mistura..... | 151 |
| D_{or} | Coefficiente de difusão de massa no refrigerante no óleo | 152 |
| k | Condutividade térmica..... | 152 |
| M_{rl} | Fluxo global de refrigerante líquido na mistura..... | 152 |
| M_o | Fluxo global de óleo puro na mistura..... | 152 |
| \bar{k} | Condutividade térmica homogênea da mistura..... | 154 |
| \bar{u}_θ | Velocidade média do fluido na direção θ (integrada ao longo da coordenada r)..... | 154 |
| \bar{u}_z | Velocidade média do fluido na direção z (integrada ao longo da coordenada r)..... | 154 |
| ξ | Coordenda longitudinal no pistão adimensionalizada .. | 156 |
| ε | Excentricidade adimensional entre o pistão e o cilindro | 178 |
| p_{cil} | Pressão no cilindro..... | 187 |
| p_{suc} | Pressão de sucção..... | 187 |
| T_{cil} | Temperatura da parede do cilindro..... | 187 |
| T_{en} | Temperatura do lubrificante na entrada da folga (saia do pistão)..... | 187 |
| d | Distância entre os eixos do cilindro e da manivela.... | 187 |
| C_{ME} | Distância entre o olhal maior da biela e o eixo da manivela..... | 187 |
| C_{MP} | Distância entre o olhal maior e o olhal menor da biela. | 187 |
| C_{BP} | Distância entre o centro de massa e o olhal menor da biela..... | 187 |
| z_{CM} | Posição do centro de massa do pistão..... | 187 |

| | | |
|--|--|-----|
| z_p | Posição do pino do pistão..... | 187 |
| τ | Ângulo de manivela..... | 187 |
| ω | Aceleração angular da manivela..... | 187 |
| ϕ | Ângulo de inclinação da biela..... | 187 |
| V_{pis} | Velocidade linear do pistão..... | 188 |
| A_{pis} | Aceleração linear do pistão..... | 188 |
| e_t, e_b | Excentricidades do topo e da base do pistão..... | 188 |
| \dot{e}_t, \dot{e}_b | Velocidades radiais do topo e da base do pistão..... | 188 |
| \ddot{e}_t, \ddot{e}_b | Acelerações radiais do topo e da base do pistão..... | 188 |
| $A_{bie,X}$ | Componente da aceleração linear da biela na direção X | 190 |
| $A_{bie,Z}$ | Componente da aceleração linear da biela na direção Z | 190 |
| $\dot{\phi}$ | Velocidade do ângulo de inclinação da biela..... | 190 |
| $\ddot{\phi}$ | Aceleração do ângulo de inclinação da biela..... | 190 |
| F_a | Força de atrito..... | 191 |
| F_g | Força do gás no pistão..... | 191 |
| F_h | Força hidrodinâmica..... | 191 |
| F_m | Força exercida pela manivela..... | 191 |
| F_{rX}, F_{rZ} | Forças de reação da biela no pino nas direções X e Z . | 191 |
| M_a | Momento de atrito..... | 191 |
| M_h | Momento hidrodinâmico..... | 191 |
| m_{pis} | Massa do pistão..... | 192 |
| $\ddot{\epsilon}_t, \ddot{\epsilon}_b$ | Acelerações radiais adimensionais do topo e da base do pistão..... | 192 |
| I_{pis} | Momento de inércia do pistão em torno do pino..... | 192 |
| m_{bie} | Massa da biela..... | 192 |
| I_{bie} | Momento de inércia da biela em torno do seu centro de massa..... | 192 |
| Pot_a | Potência dissipada por atrito no filme lubrificante..... | 193 |
| w_0 | Concentração global de refrigerante na mistura..... | 194 |
| \bar{c}_p | Calor específico a pressão constante homogênea..... | 197 |
| \bar{k} | Condutividade térmica homogênea..... | 197 |
| Φ | Função dissipação viscosa..... | 197 |
| λ | Coefficiente de transferência de calor..... | 199 |
| Nu | Número de Nusselt..... | 199 |
| γ_p | Fator de sub-relaxação para a pressão..... | 208 |

| | | |
|---|--|-----|
| γ_ρ | Fator de sub-relaxação para a densidade | 208 |
| T_{filme} | Temperatura do filme lubrificante | 216 |
| \dot{m}_{saia} | Vazão total de lubrificante pela saia do pistão | 225 |
| $\dot{m}_{G,suc}$ | Vazão de gás succionada no cilindro | 225 |
| $\dot{m}_{G,abs}$ | Vazão de gás que é absorvida da pelo filme lubrificante | 225 |
| $\dot{m}_{r,vaz}$ | Vazão de refrigerante que vaza pela folga | 225 |
| x_{saia} | Título de gás da mistura na saia do pistão | 226 |
| $w_{r,saia}$ | Concentração mássica de refrigerante no lubrificante na saia do pistão | 226 |
| V_{asp} | Volume de gás aspirado para o cilindro na sucção | 229 |
| T_{suc} | Temperatura do gás na sucção | 229 |
| S | Raio da camada de líquido | 236 |
| p_L | Pressão na camada de líquido | 236 |
| p_G | Pressão do gás na bolha | 236 |
| $\tau_{rr}, \tau_{\theta\theta}, \tau_{\phi\phi}$ | Componentes do tensor tensão de cisalhamento em coordenadas esféricas | 238 |
| \dot{R} | Taxa de crescimento da bolha | 238 |
| \ddot{R} | Aceleração do crescimento da bolha | 239 |
| ζ | Variável auxiliar do modelo de crescimento de bolhas | 239 |
| σ | Tensão superficial na interface da bolha | 240 |
| y | Coordenadas auxiliar que leva em conta o descocamento da camada de líquido no modelo de crescimento de bolha | 241 |
| | Função potencial para a concentração de refrigerante na camada de líquido | 241 |
| M_{bolha} | Massa da bolha | 242 |
| \hat{a}_{bolha} | Vetor unitário normal à interface da bolha | 242 |
| \vec{j}_{int} | Vetor fluxo de massa de refrigerante na interface | 242 |
| R_{crit} | Raio crítico da bolha | 244 |
| y^* | Coordenada auxiliar da malha 1-D | 247 |
| β | Coefficiente de aglutinação da malha 1-D | 247 |
| s | Desvio padrão | 311 |
| u_c | Incerteza combinada | 311 |
| \bar{V} | Tensão elétrica | 313 |

SUMÁRIO

| | |
|--|----|
| 1 INTRODUÇÃO | 1 |
| 1.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES | 1 |
| 1.2 MOTIVAÇÃO | 6 |
| 1.3 OBJETIVOS | 7 |
| 1.4 ESTRUTURA DA TESE | 9 |
| 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA | 11 |
| 2.1 LUBRIFICAÇÃO DO PISTÃO EM MÁQUINAS ALTERNATIVAS | 11 |
| 2.2 MISTURAS ÓLEO-REFRIGERANTE | 18 |
| 2.2.1 Propriedades das Misturas Óleo-Refrigerante | 19 |
| 2.2.2 Escoamento das Misturas Óleo-Refrigerante | 24 |
| 2.3 ESCOAMENTOS GÁS-LÍQUIDO E FORMAÇÃO DE BOLHAS CONFINADAS EM MICRO-CANALIS | 29 |
| 2.4 SÍNTESE DO CAPÍTULO | 44 |
| 3 PROJETO E CONSTRUÇÃO DA BANCADA EXPERIMENTAL | 47 |
| 3.1 PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DA BANCADA | 47 |
| 3.2 DESCRIÇÃO DOS COMPONENTES DA BANCADA | 49 |
| 3.2.1 Seção de Teste | 49 |
| 3.2.2 Conjunto do Pistão | 52 |
| 3.2.3 Conjunto do Cilindro | 55 |
| 3.2.4 Acoplamento entre os Conjuntos do Pistão e do Cilindro (Conexão Móvel) | 60 |
| 3.2.5 Mesa de Sustentação | 63 |
| 3.2.6 Equipamentos Auxiliares e de Controle da Bancada | 64 |
| 3.3 SISTEMAS DE MEDIÇÃO E CONTROLE DA BANCADA | 70 |
| 3.3.1 Medição de Pressão | 70 |
| 3.3.2 Medição de Temperatura | 73 |
| 3.3.3 Medição Direta da Vazão | 77 |
| 3.3.4 Medição Indireta da Vazão (Estimativa Através do Sensor de Nível no VAP) | 77 |
| 3.3.5 Sistema de Controle e Aquisição de Dados | 79 |
| 3.3.6 Equipamento para Visualização do Escoamento pela Folga | 82 |
| 3.4 ANÁLISE ESTRUTURAL DOS CONJUNTOS DO PISTÃO E DO CILINDRO | 86 |
| 3.4.1 Análise do Conjunto do Pistão | 87 |

| | |
|--|-----|
| 3.4.2 Análise do Conjunto do Cilindro | 89 |
| 3.5 MONTAGEM E PRÉ-CENTRALIZAÇÃO DO PISTÃO NA SEÇÃO DE TESTE | 92 |
| 3.6 POTENCIALIDADES E LIMITAÇÕES DA BANCADA | 94 |
| 4 VALIDAÇÃO DA BANCADA E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS | 97 |
| 4.1 CENTRALIZAÇÃO DO PISTÃO NO CILINDRO ATRAVÉS DO ESCOAMENTO MONOFÁSICO PELA FOLGA | 97 |
| 4.1.1 Introdução | 97 |
| 4.1.2 Cálculo dos Perfis de Pressão Teóricos para o Alinhamento | 101 |
| 4.1.3 Procedimento de Teste | 103 |
| 4.1.4 Resultados para o Pistão 1 | 105 |
| 4.2 MEDIÇÃO DOS PERFIS DE PRESSÃO DO ESCOAMENTO DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE PELA FOLGA | 114 |
| 4.2.1 Procedimento de Teste | 114 |
| 4.2.2 Problemas na Realização dos Testes com a Mistura | 116 |
| 4.2.3 Resultados para o Pistão 1 e o Cilindro Alinhados | 117 |
| 4.2.4 Resultados para o Pistão 1 o Cilindro Desalinhados | 123 |
| 4.3 VISUALIZAÇÃO DO ESCOAMENTO DA MISTURA ÓLEO REFRIGERANTE PELA FOLGA | 127 |
| 4.3.1 Seção de Teste com o Pistão 1 (Folga de $470\mu\text{m}$) | 128 |
| 4.3.2 Seção de Teste com o Pistão 2 (Folga de $107\mu\text{m}$) | 130 |
| 4.4 SÍNTESE DO CAPÍTULO | 134 |
| 5 MODELAGEM DO ESCOAMENTO PELA FOLGA PISTÃO-CILINDRO EM EQUILÍBRIO | 137 |
| 5.1 MODELAGEM FÍSICA | 137 |
| 5.2 MODELAGEM MATEMÁTICA | 140 |
| 5.2.1 Hipóteses Simplificativas | 141 |
| 5.2.2 Equação de Reynolds | 142 |
| 5.2.3 Equação da Conservação da Energia | 147 |
| 5.2.3.1 Equação para a Fase Líquida | 150 |
| 5.2.3.2 Equação para a Fase Vapor | 153 |
| 5.2.3.3 Equação Bifásica para a Geometria da Folga Pistão-Cilindro | 154 |
| 5.3 SOLUÇÃO NUMÉRICA DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES | 155 |
| 5.4 RESULTADOS E DISCUSSÃO | 158 |
| 5.4.1 Estudo de Malha | 158 |
| 5.4.2 Validação do Modelo | 160 |
| 5.4.3 Extrapolação do Modelo para Outras Faixas de Pressão e de Temperatura | 167 |
| 5.4.3.1 Análise dos Termos na Equação da Conservação da Energia | 170 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.4.3.2 | Influência do Transporte de Massa na Mistura | 172 |
| 5.4.3.3 | Influência da Variação da Diferença de Pressão entre o Topo e a Base do Pistão | 173 |
| 5.4.3.4 | Variação da Diferença de Temperatura entre o Topo e a Base do Pistão | 175 |
| 5.4.3.5 | Variação do Grau de Desalinhamento entre o Pistão e o Cilindro | 176 |
| 5.5 | SÍNTESE DO CAPÍTULO | 181 |
| 6 | APLICAÇÃO NOS MODELOS DE LUBRIFICAÇÃO DO PISTÃO | 185 |
| 6.1 | INTRODUÇÃO | 185 |
| 6.2 | MODELO FÍSICO | 187 |
| 6.3 | MODELAGEM MATEMÁTICA DO MOVIMENTO SECUNDÁRIO DE PISTÃO | 188 |
| 6.3.1 | Parâmetros da Cinemática do Pistão e da Biela | 189 |
| 6.3.2 | Equações da Dinâmica do Pistão e da Biela | 191 |
| 6.4 | EQUAÇÃO DE REYNOLDS (FORMA COMPLETA PARA A LUBRIFICAÇÃO BIFÁSICA) | 193 |
| 6.5 | EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA ENERGIA PARA O FILME LUBRIFICANTE | 196 |
| 6.6 | PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO NUMÉRICA DAS EQUAÇÕES DO PROBLEMA | 201 |
| 6.7 | RESULTADOS E DISCUSSÃO | 206 |
| 6.7.1 | Influência da Variação da Densidade do Filme na Solução da Eq. de Reynolds | 207 |
| 6.7.2 | Avaliação do Perfil Térmico no Filme Lubrificante | 211 |
| 6.7.3 | Influência da Variação da Temperatura do Filme na Trajetória do Pistão | 214 |
| 6.7.4 | Influência da Variação da Temperatura do Filme nas Distribuições de Pressão, Fração de Vazio e Concentração de Refrigerante | 216 |
| 6.7.5 | Avaliação da Influência da Temperatura do Filme nos Parâmetros Relacionados ao Desempenho do Compressor | 222 |
| 6.8 | SÍNTESE DO CAPÍTULO | 230 |
| 7 | MODELAGEM DO CRESCIMENTO DE BOLHAS EM MISTURAS ÓLEO-REFRIGERANTE EM DE- SEQUILÍBRIO | 233 |
| 7.1 | COLOCAÇÃO DO PROBLEMA DO NÃO-EQUILÍBRIO EM MISTURAS ÓLEO-REFRIGERANTE | 233 |
| 7.2 | MODELAGEM FÍSICA E MATEMÁTICA | 235 |

| | |
|---|------------|
| 7.2.1 Hipóteses Simplificativas | 237 |
| 7.2.2 Equação da Conservação da Quantidade de Movimento para a Camada de Líquido | 238 |
| 7.2.3 Equação da Conservação das Espécies Químicas para a Camada de Líquido | 240 |
| 7.2.4 Equação de Balanço de Massa na Interface da Bolha | 242 |
| 7.2.5 Relações de Fechamento do Modelo | 243 |
| 7.3 PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO NUMÉRICA DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES | 245 |
| 7.4 RESULTADOS E DISCUSSÃO | 251 |
| 7.4.1 Estudo de Caso | 252 |
| 7.4.2 Análise Paramétrica | 257 |
| 7.4.2.1 Influência do Raio Inicial da Bolha (R_0) | 258 |
| 7.4.2.2 Influência do Raio Inicial da Camada de Líquido (S_0) ... | 259 |
| 7.4.2.3 Influência da Concentração Inicial de Refrigerante na Camada de Líquido ($w_{r,0}$) | 260 |
| 7.4.2.4 Influência da Pressão Inicial da Fase Líquida ($p_{L,0}$) | 261 |
| 7.4.2.5 Influência da Pressão Final da Fase Líquida ($p_{L,F}$) | 262 |
| 7.4.2.6 Influência da Taxa de Descompressão na Fase Líquida (dp_L/dt) | 263 |
| 7.4.2.7 Influência da Temperatura da Célula Elementar (T) | 264 |
| 7.5 SÍNTESE DO CAPÍTULO | 266 |
| 8 CONSIDERAÇÕES FINAIS | 269 |
| 8.1 RECAPITULAÇÃO | 269 |
| 8.2 CONCLUSÕES GERAIS DO TRABALHO | 270 |
| 8.3 CONTRIBUIÇÕES CIENTÍFICAS E TECNOLÓGICAS DO TRABALHO | 274 |
| 8.4 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS | 275 |
| REFERÊNCIAS | 279 |
| APÊNDICE A – Propriedades da Mistura Óleo Refrigerante | 293 |
| APÊNDICE B – Dimensionamento dos Parâmetros Geométricos da Seção de Teste | 301 |
| APÊNDICE C – Análise das Incertezas dos Componentes e Instrumentos da Bancada | 311 |
| APÊNDICE D – Comparação entre as Vazões Medidas Direta e Indiretamente na Bancada | 325 |

1 INTRODUÇÃO

Este capítulo introdutório tem por finalidade apresentar os conceitos fundamentais que caracterizam o problema do escoamento pela folga pistão-cilindro dentro do contexto da lubrificação do pistão de compressores alternativos de refrigeração. Também são apresentados a motivação, os objetivos e a organização do trabalho.

1.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

Nas últimas décadas, tem sido crescente a preocupação da indústria de refrigeração e de condicionamento de ar em produzir máquinas cada vez mais eficientes, ou seja, reduzir o consumo de energia mantendo a capacidade de frio produzido. Tais esforços foram intensificados tanto por questões econômicas quanto ambientais, principalmente após a homologação de tratados internacionais como o Protocolo de Montreal em 1987, que estabeleceu prazos para a substituição dos fluidos refrigerantes halogenados (CFCs e HCFCs) que provocam danos à camada de ozônio, e o Protocolo de Kyoto em 1997, que fixou metas para a redução das emissões de gases intensificadores do efeito estufa. Neste contexto, ainda são necessárias mais pesquisas na área de refrigeração com o propósito de se adaptar os atuais sistemas às novas exigências regulamentais e de mercado.

A maioria das instalações de refrigeração, desde refrigeradores e condicionadores de ar domésticos até grandes sistemas industriais, utiliza o ciclo de compressão de vapor como método de refrigeração. Em um sistema de refrigeração ideal, ilustrado esquematicamente na figura 1, o fluido refrigerante percorre um ciclo fechado passando por quatro componentes principais e assumindo em cada um deles diferentes estados termodinâmicos.

Inicialmente, o refrigerante entra no compressor como vapor superaquecido e é comprimido à maior pressão e temperatura. Na sequência, a maior parte do calor é removido à pressão e temperatura constantes no condensador e o vapor se liquefaz. Em seguida, o líquido entra em um dispositivo de expansão, geralmente uma válvula de expansão ou um tubo capilar, no qual ocorre a mudança de fase do refrigerante, onde sua pressão e temperatura são reduzidas. A seguir, o refrigerante entra no evaporador, absorvendo calor à pressão e temperatura constantes enquanto retorna à fase vapor e, novamente, alcança o compressor, rei-

niciando o ciclo.

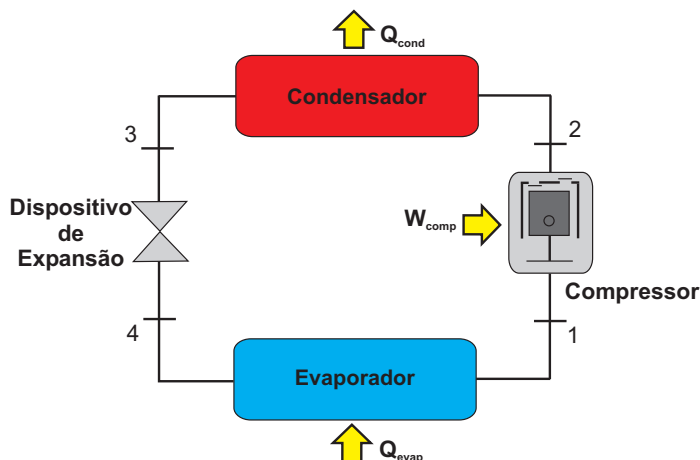


Figura 1 – Ilustração esquemática de um sistema de refrigeração por compressão de vapor.

Nos sistemas de refrigeração por compressão de vapor, o compressor é o componente responsável pelo bombeamento do gás refrigerante ao longo do sistema, aumentando a sua pressão em uma câmara de compressão. Por ser um dispositivo mecânico constituído por partes móveis, a análise e o entendimento do funcionamento do compressor são os mais complexos dentre todos os componentes do sistema de refrigeração.

No compressor, o óleo lubrificante atua com a função de reduzir o atrito entre as partes móveis, resfriar as partes quentes e selar o vazamento de refrigerante da câmara de compressão. Dentre os compressores, o tipo mais usado é o de movimento alternativo, onde a compressão do gás é realizada por um pistão que se movimenta alternativamente no interior de um cilindro. O acionamento do pistão é realizado por um sistema biela-manivela conectado a um eixo que rotaciona em virtude de um campo magnético variável produzido pela corrente elétrica que atravessa o bobinamento de um estator. O eixo é sustentado e guiado por um sistema de mancais radiais e de escora que confere estabilidade ao movimento do conjunto. A figura 2 apresenta uma ilustração esquemática do compressor alternativo descrito anteriormente, largamente empregado em sistemas domésticos de pequena capacidade. Não há dúvidas de que o bom funcionamento do compres-

sor está intimamente relacionado à boa de lubrificação do conjunto de mancais e, principalmente, do pistão.

O óleo que lubrifica os componentes móveis do compressor está confinado na parte inferior da carcaça, em um ambiente onde também se encontra o refrigerante a ser comprimido. Compressores que possuem esta característica também são denominados herméticos. O contato direto entre estes dois fluidos de naturezas e funções bastante distintas provoca a inevitável interação entre ambos. Os fluidos refrigerantes empregados em refrigeração possuem um certo grau de solubilidade nos óleos lubrificantes, fator este que altera consideravelmente as propriedades físicas do lubrificante e, conseqüentemente, o processo de lubrificação dos componentes do compressor. Sendo assim, na busca da otimização do funcionamento do compressor, é de fundamental importância a escolha apropriada do par refrigerante e lubrificante a ser utilizado.

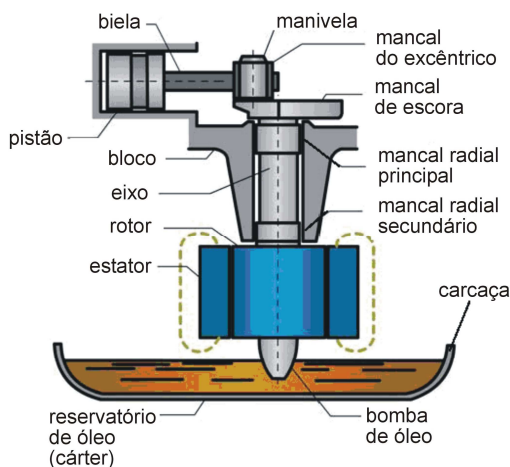


Figura 2 – Ilustração esquemática de um compressor alternativo utilizado em sistemas de refrigeração de pequena capacidade (PRATA; BARBOSA JR., 2008).

Com a determinação da substituição dos refrigerantes CFCs e HCFCs pelos HFCs, e posteriormente com o advento do uso de refrigerantes naturais (CO_2 , Isobutano, etc.), houve também a necessidade de substituição dos óleos lubrificantes, pois estes novos refrigerantes se mostraram imiscíveis com a maioria dos óleos minerais utilizados até então. Deste modo, a solubilidade e o grau de miscibilidade entre o

fluido refrigerante e o óleo lubrificante tornaram-se pontos importantes a serem estudados e conhecidos pela indústria de refrigeração (SILVA, 2004).

Do ponto de vista da lubrificação, a presença do refrigerante reduz a viscosidade do óleo, prejudicando a formação de um filme lubrificante consistente o suficiente que evite o contato direto entre as superfícies a serem separadas. Além de acelerar o desgaste dos componentes e da conseqüente redução da vida útil do compressor, a baixa viscosidade do óleo também pode determinar o aumento do vazamento de refrigerante pela folga pistão-cilindro, reduzindo a eficiência volumétrica do compressor. Todos estes fatores levam ao aumento do consumo de energia do compressor e à ineficiência do sistema. Por outro lado, uma maior quantidade de refrigerante dissolvido no óleo lubrificante também tem efeitos benéficos sobre o desempenho do sistema. A presença de refrigerante no óleo reduz a pressão de equalização na câmara de compressão quando o compressor está desligado, de modo que um menor torque é requerido no momento da partida do compressor. Assim, menor quantidade de cobre é necessária no motor, reduzindo o preço final do compressor, pois o cobre é um dos componentes mais caros do motor elétrico (GRANDO, 2007). Além disso, uma boa miscibilidade entre o óleo e o refrigerante também é necessária a fim de se garantir o retorno do óleo circulante no sistema para o compressor, evitando o acúmulo do mesmo nos trocadores de calor, o que aumenta a eficiência destes componentes.

Dentre os componentes móveis do compressor, o pistão é o componente mais importante, influenciando diretamente em parâmetros do compressor como eficiência de compressão, ruído e consumo de energia. A lubrificação do pistão é realizada através da formação de um fino filme de óleo na folga radial existente entre a superfície do pistão e a superfície interna da câmara de compressão (cilindro). O principal movimento realizado pelo pistão é o axial, que produz tanto a compressão do gás refrigerante como sua sucção para dentro do cilindro. Além deste movimento, a existência da folga pistão-cilindro permite a ocorrência de movimentos secundários como a rotação do pistão sobre o eixo do pino de ligação com a biela, e os movimentos radiais transversais, tanto no plano da biela como no plano perpendicular à mesma. Embora estes movimentos secundários tenham amplitudes muito pequenas, eles têm importância no contato ou não entre o pistão e o cilindro e, conseqüentemente, no desempenho e confiabilidade do compressor. Uma ilustração esquemática do conjunto pistão-cilindro, com a folga em dimensão ampliada, é apresentada na figura 3.

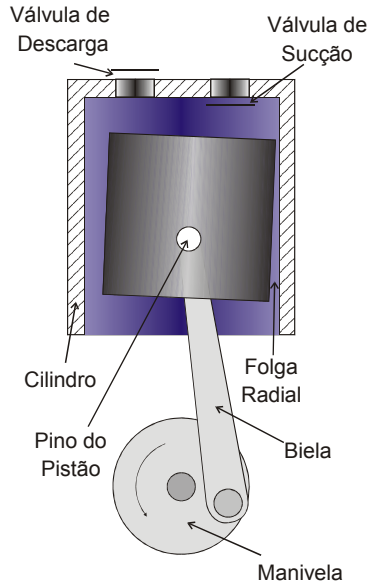


Figura 3 – Ilustração esquemática do conjunto pistão-cilindro de compressores alternativos.

Apesar da dimensão da folga radial pistão-cilindro ser da ordem de alguns micrometros, sua determinação é um parâmetro chave no projeto do compressor. Folgas excessivas reduzem a potência dissipada por atrito no filme lubrificante, porém, contribuem com o maior vazamento de gás da câmara de compressão para a câmara de sucção. Por outro lado, folgas muito reduzidas selam melhor o vazamento de gás, mas também aumentam o atrito viscoso na parede, aumentando a potência consumida pelo compressor. Sendo assim, o projeto do compressor tem o compromisso de especificar um valor ótimo de folga pistão-cilindro que minimize ambos os efeitos de atrito e de vazamento, levando em consideração os fatores que influenciam no movimento do pistão no interior do cilindro.

O filme lubrificante formado na folga pistão-cilindro atua, na maior parte do tempo, em regime de lubrificação hidrodinâmica onde grandes gradientes de pressão são gerados no filme, influenciando a dinâmica dos movimentos secundários do pistão no interior do cilindro. No caso de um filme lubrificante que contém refrigerante dissolvido, estes gradientes de pressão podem provocar a liberação do refrigerante,

dando origem a um escoamento bifásico (presença de bolhas de gás refrigerante no filme de óleo). A consequência disso é a descontinuidade do filme e o eventual contato metal-metal que contribui para o desgaste das peças e a intensificação do ruído durante o funcionamento do compressor.

A partir das informações expostas acima, pode-se concluir que a adaptação dos atuais sistemas de refrigeração às novas exigências requer mais domínio científico e tecnológico sobre os processos de lubrificação do compressor. O conhecimento mais preciso das características da formação do filme lubrificante, sobretudo no pistão, é de importância fundamental na concepção do projeto de um compressor que satisfaça simultaneamente os requisitos de durabilidade, confiabilidade e economia de energia.

1.2 MOTIVAÇÃO

A interação entre o fluido refrigerante e o óleo lubrificante no compressor possui características complexas e ainda não totalmente esclarecidas. Nos últimos dez anos, significativos avanços foram dados na direção de uma melhor compreensão da dinâmica do escoamento bifásico de misturas óleo-refrigerante (LACERDA, 2000; LACERDA; PRATA; FAGOTTI, 2000; POIATE JR., 2001; POIATE JR.; GASCHE, 2006; GRANDO, 2001; GRANDO; PRATA, 2003; CASTRO; GASCHE; CONTI, 2004; CASTRO, 2006; DIAS, 2006; DIAS; GASCHE, 2006). No entanto, estes trabalhos consideram o escoamento da mistura em dutos retos de seção circular constante com diâmetro de aproximadamente 3 mm. Apesar das dimensões utilizadas nestes trabalhos terem sido muito úteis para uma primeira caracterização de escoamentos desta natureza, elas são muito maiores do que as reais dimensões das folgas do compressor. Sendo assim, existe ainda uma lacuna muito grande no que diz respeito aos trabalhos que tratam especificamente do escoamento das misturas óleo-refrigerante em canais de ordens de grandeza próximas às das encontradas nos canais de lubrificação do compressor. Questões importantes sobre o efeito da contaminação de refrigerante sobre as propriedades lubrificantes do óleo, condições para que haja desprendimento do refrigerante e a morfologia do escoamento bifásico da mistura óleo-refrigerante em canais da ordem de micrometros ainda se encontram em aberto.

Grando, Priest e Prata (2006b) elaboraram o primeiro modelo de lubrificação que considera a mistura óleo-refrigerante como lubrificante em mancais radiais finitos e verificaram uma significativa redução na

capacidade do mancal de suportar carga devido à redução da viscosidade do lubrificante. Posteriormente, Grando, Priest e Prata (2006a) estenderam o modelo de lubrificação bifásica para o pistão de compressores alternativos de refrigeração, resolvendo acopladamente a equação de Reynolds e as equações da dinâmica do movimento radial do pistão no interior do cilindro. Porém, ambos os modelos não puderam ser validados pela indisponibilidade de dados experimentais.

Além do mais, os modelos de lubrificação bifásica desenvolvidos por Grando, Priest e Prata (2006b, 2006a) se basearam nas informações obtidas com os estudos do escoamento da mistura óleo-refrigerante em dutos com mais de 3 mm de diâmetro. Como mencionado anteriormente, esta dimensão está longe de ser a dimensão representativa dos canais de lubrificação do compressor. Adicionalmente, o comportamento das misturas óleo-refrigerante quando escoando em micro-canais (com diâmetro hidráulico menor do que 1 mm) pode ser bastante diferente do comportamento do escoamento em mini-canais (com diâmetro hidráulico entre 1 e 3 mm). Tendo isso em mente, para que se obtenha um entendimento mais realístico do processo de lubrificação do compressor, considerando o refrigerante dissolvido no filme lubrificante, torna-se necessária a obtenção de informações mais precisas a respeito do escoamento das misturas óleo-refrigerante em micro-canais. No entanto, não se encontrou nenhum estudo com este enfoque específico na literatura e é neste contexto, portanto, em que o presente trabalho está inserido.

1.3 OBJETIVOS

Neste trabalho, o escoamento de uma mistura óleo-refrigerante pelo canal de lubrificação formado pela folga entre o pistão e o cilindro de compressores alternativos de refrigeração é estudado através de uma abordagem experimental e outra numérica. A abordagem experimental envolve o projeto, construção e operação de uma bancada que se destina tanto à visualização quanto a medição da distribuição de pressão do escoamento da mistura pela folga radial entre o pistão-cilindro sob condições controladas. O objetivo deste estudo é caracterizar o escoamento de maneira mais fundamental e em uma geometria que seja mais próxima da geometria real. Conceitualmente, a bancada constitui uma seção de testes, onde o pistão é acoplado a uma base fixa e colocado no interior de um cilindro transparente disposto sobre um conjunto de plataformas móveis. O valor da folga radial nominal entre o pistão e

o cilindro varia entre 100 e 500 μm . As plataformas móveis são acionadas por micrômetros que permitem deslocamentos do cilindro com o objetivo de desalinhar o pistão em relação ao cilindro. Tais desalinhamentos procuram simular os mesmos desalinhamentos que ocorrem no compressor alternativo real, ou seja, devido à rotação pistão em torno do pino (movimento secundário do pistão) e devido à translação radial do pistão na folga (movimento terciário do pistão). A figura 4 ilustra os desalinhamentos entre o pistão e o cilindro que poderão ser representados na bancada.

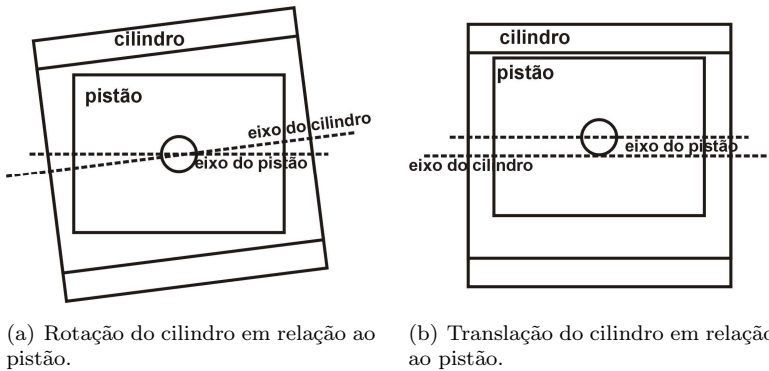


Figura 4 – Desalinhamentos entre o pistão e o cilindro previstos para serem obtidos com a bancada experimental (folga com a dimensão exagerada).

A abordagem numérica do trabalho compreende duas etapas. Na primeira etapa é realizada a modelagem do escoamento pela folga pistão-cilindro nas mesmas condições em que o escoamento é estudado experimentalmente na bancada. Este modelo inicial é desenvolvido tomando como referência alguns dos modelos já propostos para o escoamento da mistura óleo-refrigerante em tubos reto de seção contante. Neste ponto, os dados experimentais são confrontados com resultados obtidos numericamente e, com isso, a acurácia do modelo pode ser devidamente verificada. Uma vez executada a etapa de validação do modelo inicial, segue-se para a segunda etapa da abordagem numérica, que compreende a de sua extensão para os modelos de lubrificação dinâmica do pistão, onde serão levadas em conta as condições de funcionamento do compressor.

Desta maneira, os objetivos específicos do trabalhos podem ser

sintetizados da seguinte forma:

Análise experimental:

- Projetar e contruir uma bancada para o estudo do escoamento em uma geometria semelhante à do micro-canal da folga pistão-cilindro de compressores alternativos;
- Caracterizar experimentalmente a distribuição espacial da pressão do escoamento pela folga em condições que variam do alinhamento ao desalinhamento entre o pistão e cilindro;
- Visualizar o escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga e observar a influência da geometria do canal no desprendimento do gás da mistura e nos padrões de escoamento resultantes (bolhas, estrias, etc.);
- Utilizar os dados obtidos com a bancada para validar os modelos numéricos correspondentes desenvolvidos no trabalho.

Análise Numérica:

- Modelar o escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga pistão-cilindro em equilíbrio, levando em conta a formação do escoamento bifásico resultante da redução da solubilidade do refrigerante na mistura devido à queda de pressão do escoamento. Validar o modelo com os dados experimentais da bancada;
- Estender o modelo anterior para a lubrificação dinâmica do pistão e avaliar parâmetros de desempenho, como o vazamento pela folga pistão-cilindro, e para a potência dissipada por atrito viscoso no filme lubrificante;
- Elaborar um novo modelo aplicado para mistura óleo-refrigerante onde as hipóteses de equilíbrio mecânico e termodinâmico da mistura são desconsideradas, a partir da modelagem dos mecanismos de crescimento de uma única bolha de gás refrigerante em um meio líquido formado pela mistura óleo-refrigerante.

1.4 ESTRUTURA DA TESE

O trabalho está organizado em 8 capítulos e 4 apêndices. No *Capítulo 1* foram introduzidos os conceitos preliminares juntamente com a motivação e objetivos específicos do trabalho. No *Capítulo 2* é

feita uma revisão dos trabalhos da literatura que serviram de substrato para o presente trabalho e o panorama das pesquisas nas áreas às quais o mesmo está inserido. O *Capítulo 3* descreve as etapas do projeto e da construção da bancada experimental para o estudo do escoamento pela folga pistão-cilindro. Os procedimentos de validação das grandezas medidas na bancada, de centralização do pistão no cilindro e de obtenção dos resultados experimentais estão descritos no *Capítulo 4*. O *Capítulo 5* é dedicado à modelagem do escoamento da bancada e à comparação entre os resultados gerados com o modelo e os medidos na bancada. No *Capítulo 6*, o modelo desenvolvido no Capítulo 5 é estendido e aplicado à lubrificação dinâmica do pistão, onde os aspectos de transferência de calor relacionados ao funcionamento do pistão de compressores alternativos de refrigeração são modelados e analisados. No Capítulo 7, a hipótese de equilíbrio mecânico e termodinâmico do escoamento da mistura óleo-refrigerante é questionada e um modelo microscópico de crescimento de bolhas individuais é apresentado juntamente com suas potencialidades para descrever vários fenômenos relacionados à lubrificação e espumamento durante a partida do compressor. Por fim, o *Capítulo 8* traz as principais conclusões do trabalho, as contribuições científicas e tecnológicas e as sugestões para trabalhos futuros.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é realizada uma ampla revisão dos trabalhos da literatura que serviram de suporte para o desenvolvimento deste trabalho. Para tal, os trabalhos revisados serão divididos em três categorias e apresentados de forma inter-relacionada.

Inicialmente, são revisados os trabalhos sobre lubrificação do pistão de máquinas alternativas, em especial dos compressores alternativos de refrigeração. Neste último caso, será dada ênfase aos trabalhos que procuraram não considerar o lubrificante como um fluido puro, e sim uma mistura de óleo e refrigerante sujeita a variações de sua composição dependendo das condições de operação do compressor.

Em seguida, serão abordadas as contribuições realizadas no estudo das misturas óleo- refrigerante. Será foco desta revisão tanto a caracterização das suas propriedades termofísicas e termodinâmicas como a dinâmica do escoamento das misturas óleo-refrigerante através de canais de pequeno diâmetro.

Finalizando o capítulo, será apresentada uma revisão sobre os trabalhos realizados na área do escoamento bifásico em micro-canais, que são caracterizados por possuir diâmetros hidráulicos menores do que 1mm. Esta última categoria é considerada relevante para o trabalho por abordar o escoamento de gás-líquido em canais de dimensão semelhante à dos canais de lubrificação do compressor.

2.1 LUBRIFICAÇÃO DO PISTÃO EM MÁQUINAS ALTERNATIVAS

As máquinas alternativas compreendem uma classe de dispositivos que se utilizam do movimento alternativo de um pistão confinado no interior de um cilindro para a realização de trabalho mecânico. O movimento do pistão pode ser proveniente da energia da queima de um combustível, como no caso dos motores à combustão interna, ou proveniente de uma fonte externa de energia para a realização de trabalho sobre um gás, como no caso dos compressores.

Sabe-se, no entanto, que o rendimento e a confiabilidade de ambos os dispositivos está relacionada com a boa lubrificação de suas partes móveis. Por esta razão, o número de pesquisadores se empenhando em compreender e melhorar os mecanismos de lubrificação de máquinas alternativas tem crescido nas últimas duas décadas. A intensificação

das pesquisas foi impulsionada principalmente pelo rápido desenvolvimento experimentado pela indústria automotiva neste mesmo período.

Nos motores a combustão atuais, o pistão juntamente com o conjunto de anéis responde pela maior parte das perdas por atrito - cerca de 40 a 60% dependendo do tipo e das condições de operação - associadas ao sistema mecânico (DOWSON, 1993). Isso justifica o fato de grande parte dos trabalhos sobre lubrificação terem explorado especificamente a lubrificação do pistão e seus acessórios. Adicionalmente, a dinâmica do movimento do pistão, influenciada majoritariamente pelo regime de lubrificação na saia é a mais complexa dentre todos os outros mancais que fazem parte sistema.

Em dois trabalhos sequenciais bastante abrangentes, Zhu et al. (1992, 1993) desenvolveram um modelo de lubrificação mista (elastohidrodinâmico e limite) do pistão de motores à combustão interna de quatro tempos, levando em conta os efeitos de ondulação, rugosidade, perfil da superfície da saia, deformação elástica e distorção térmica tanto do pistão como da parede do cilindro.

Na primeira parte do trabalho (ZHU et al., 1992), as equações da dinâmica do pistão e a equação de Reynolds para a pressão no filme de óleo foram resolvidas sem considerar deformações mecânicas ou térmicas do conjunto para a determinação da trajetória do pistão, e das forças hidrodinâmica e de atrito como funções do ângulo de manivela para diversas condições de operação do motor. Os efeitos de ondulação e rugosidade das superfícies foram adicionados na equação de Reynolds através de fatores de escoamento que basicamente dependem da microestrutura e da folga local entre as superfícies. A partir de um valor limite de espessura do filme lubrificante, um modelo de contato elástico entre as asperezas das superfícies da saia do pistão e a parede do cilindro foi empregado para o cálculo da pressão e da força de atrito no contato sólido-sólido.

Resultados preliminares mostraram que tanto a diminuição na folga radial como o aumento na rotação do motor implicaram num menor contato sólido-sólido durante o ciclo, porém aumentaram a força de atrito hidrodinâmico. Também a viscosidade do lubrificante e a sua relação com a temperatura de operação do motor mostraram desempenhar um papel importante na determinação da trajetória do pistão e da força de atrito; a diminuição da viscosidade favorece o aumento do contato entre as superfícies do pistão e do cilindro enquanto que o atrito hidrodinâmico é reduzido.

Na segunda parte do trabalho (ZHU et al., 1993), foram incluídos no modelo os efeitos de deformação mecânica e térmica, além do perfil

das superfícies do pistão e do cilindro. Um programa à parte, baseado em elementos finitos, foi utilizado para o cálculo das distribuições de temperatura e da distorção térmica tridimensional tanto do pistão como do cilindro sob condição de equilíbrio térmico. As deformações mecânicas consideradas foram as causadas pela força dos gases de combustão aplicada no topo do pistão e pela interação entre as superfícies do cilindro e do pistão. Ao invés de serem resolvidas através de modelos de elementos finitos, ambas as deformações mecânicas foram determinadas através da utilização de coeficientes de influência por uma questão de economia computacional.

Contudo, os resultados das análises numéricas mostraram que, de maneira geral, os efeitos do perfil da superfície do pistão e da deformação térmica do pistão foram mais significativos do que as deformações devido à força dos gases de combustão e a distorção térmica do cilindro.

Dursunkaya, Keribar e Ganapathy (1994) também desenvolveram um modelo de lubrificação mista para a saia do pistão com o intuito de simular o movimento secundário do pistão no interior do cilindro de motores a combustão. O modelo pôde representar a dinâmica de pistões tanto convencionais como articulados, além de também incluir um tratamento para a lubrificação do pino do pistão. O modelo considera a solução simultânea das equações da dinâmica do movimento secundário, da lubrificação e das deformações elásticas da saia do pistão. As deformações do pistão são calculadas através de uma matriz de rigidez derivada de um modelo de elementos finitos para o pistão.

No entanto, diferentemente de Zhu et al. (1992, 1993), os autores utilizaram um modelo estatístico para o cálculo da pressão de contato e da força de atrito entre duas superfícies planas para a situação de proximidade entre as paredes do pistão e do cilindro. Tal modelo estatístico considera que a força de contato entre as asperezas é gerada mesmo se as duas superfícies estão nominalmente separadas. No entanto, a magnitude dessas forças começa a ter influência apenas quando a separação entre as superfícies se torna da ordem das asperezas, eliminando assim a necessidade de um critério que opte ou pela lubrificação com filme ou pela lubrificação limite. Os resultados, para várias condições de operação do motor, mostraram principalmente que o movimento do pistão e a espessura do filme lubrificante na saia dependem fortemente das deformações do conjunto, salientando a importância de uma análise de lubrificação elastohidrodinâmica para o pistão.

Uma investigação do fenômeno de batimento do pistão na parede do cilindro, associado como fonte de ruído gerado por motores

diesel, foi realizada via simulação numérica por Nakashima, Yajima e Suzuki (1999). Os autores exploraram a influência da posição do pino do pistão e da localização do centro de gravidade do pistão na procura de uma configuração que minimizasse a frequência do contato entre as superfícies do pistão e o cilindro. Foi reportado que uma pequena variação na posição radial do pino do pistão, aliada ao deslocamento do centro de massa do pistão para uma posição mais próxima do pino, contribuem para o movimento mais suave do pistão no interior do cilindro e, conseqüentemente, para a redução dos níveis de ruído do motor.

Estes primeiros trabalhos revisados tratam exclusivamente da lubrificação do pistão com anéis, geralmente utilizado nos motores à combustão interna. Em algumas aplicações, no entanto, onde temperaturas extremas de operação prejudicariam a lubrificação adequada dos anéis do pistão, ou onde se requer baixa perda por atrito, pistões sem anéis são preferidos. Nestes casos, a vedação da diferença de pressão pelo pistão é obtido meramente por uma pequena folga radial entre o pistão e o cilindro. Exemplos de tais aplicações incluem os motores à combustão interna de baixa rejeição de calor (*Low-Heat-Rejection Engines*) e os compressores alternativos utilizados nas mais diversas aplicações em refrigeração.

Neste contexto, Gommed e Etsion (1994) realizaram um estudo paramétrico do movimento secundário de um pistão sem anéis em máquinas criogênicas de hélio. Neste tipo de máquina, a lubrificação do pistão é realizada pelo próprio gás de trabalho. O modelo numérico utilizado contempla a solução acoplada do problema dinâmico do movimento do pistão e da biela, e da versão compressível da equação de Reynolds para o escoamento isotérmico do gás pela folga. Os autores avaliaram os efeitos de vários parâmetros e condições de operação na estabilidade do movimento do pistão (em termos da espessura mínima do filme) e de sua capacidade de selamento do vazamento pela folga pistão-cilindro.

Os resultados indicaram que os parâmetros estudados apresentaram comportamentos muito distintos, resultando em uma estreita faixa de combinações possíveis destes parâmetros na otimização do sistema; adicionalmente, a estabilidade do pistão mostrou-se muito sensível frente a uma pequena variação de alguns parâmetros em torno de seus valores ótimos. Parâmetros como as massas do pistão e da biela, o ângulo de inclinação do cilindro, o curso do pistão e a sua frequência foram considerados determinantes na obtenção de um pistão mais estável. Em contrapartida, mostraram-se com pouco efeito na estabilidade do pistão o ângulo de defasagem entre o ponto morto superior

e a pressão máxima do cilindro, além da localização do centro de massa do pistão.

Em um trabalho mais recente sobre lubrificação de compressores envolvendo fluidos compressíveis, Couto, Prata e Lille (2005) modelaram e simularam o comportamento dinâmico do pistão de um compressor alternativo linear, aplicado em refrigeradores de pequena capacidade. O princípio básico de funcionamento deste tipo de compressor consiste em um campo eletromagnético que aciona um atuador que confere movimento alternativo à um pistão, onde uma parte do gás após ser comprimido é canalizado para a folga pistão-cilindro através de uma rede de pequenos orifícios situados na parede do cilindro. A modelagem do problema incluiu a solução da equação de Reynolds compressível através de uma metodologia em elementos finitos, das equações da conservação da massa e da quantidade de movimento para cada orifício de alimentação e das equações da dinâmica do pistão, no entanto sem considerar a sua massa. Os resultados indicaram que com o retorno de uma fração de apenas 4% do gás comprimido para a folga entre o pistão linear e o cilindro, uma boa lubrificação é atingida resultando em pequenos deslocamentos radiais no movimento do pistão.

Prata, Fernandes e Fagotti (2000) elaboraram o primeiro modelo de lubrificação do pistão de compressores herméticos de pequeno porte, considerando a lubrificação realizada por filme contínuo de óleo. A pressão no filme foi obtida via uma solução em volumes finitos da equação de Reynolds, e a dinâmica do pistão e da biela foram resolvidas através do método de Newton-Raphson, obtendo-se assim as velocidades radiais do topo e na base do pistão.

Os resultados obtidos avaliaram a influência da posição axial do pino do pistão, da dimensão da folga radial e da viscosidade do óleo na estabilidade do movimento do pistão, na potência dissipada por atrito viscoso e no vazamento pela folga, indicando a necessidade de um compromisso entre estes parâmetros na obtenção do desempenho ótimo do compressor. Foi mostrado que o pino do pistão localizado no meio da saia ajuda a minimizar as oscilações radiais do pistão, além de reduzir a potência consumida pelo atrito e o vazamento de gás pela folga; também, um óleo lubrificante mais viscoso auxilia na estabilização dos movimentos do pistão e na diminuição do vazamento, porém aumenta a potência dissipada numa proporção linear. Os autores concluem ainda que outros efeitos não incorporados na modelagem, como as deformações e o contato entre as paredes do pistão e do cilindro merecem ser verificadas para uma melhor confiabilidade do modelo.

Rigola, Pérez-Segarra e Oliva (2003) apresentaram um modelo

numérico para a simulação do vazamento pela folga pistão-cilindro de compressores alternativos herméticos de refrigeração. O modelo incluía as equações da dinâmica do pistão, da biela e da manivela para a determinação dos movimentos secundários do pistão. No balanço de forças na manivela, foi incluída a informação experimental da variação do torque do motor em função da sua velocidade angular instantânea.

A equação de Reynolds foi resolvida juntamente com o sistema de equações da dinâmica do conjunto através do método de volumes finitos para o cálculo do campo de pressão e das forças hidrodinâmica e de atrito no filme de óleo. Resultados preliminares obtidos mostraram a que vazão volumétrica de óleo pela folga aumenta exponencialmente com o aumento da dimensão da folga.

Cho e Moon (2003) desenvolveram um modelo numérico para a simulação da dinâmica do pistão de compressores alternativos levando em conta a deformação estrutural do conjunto pistão-cilindro. Aproximações por diferenças finitas da equação de Reynolds para a pressão no filme de óleo e por elementos finitos para as equações do comportamento elástico do conjunto foram resolvidas em conjunto com as equações da dinâmica do movimento secundário do pistão em função do ângulo de manivela. No entanto, o cálculo do campo de pressão na folga considera ambos o pistão e o cilindro como corpos rígidos, evitando assim que o sistema de equações resultante fosse altamente não linear.

Os resultados obtidos indicaram que as máximas deformações radiais na parte inferior do pistão e do cilindro atingiram cerca de 10% do valor da folga nominal para uma determinada condição de simulação, assegurando que o efeito de flexibilidade da estrutura não pode ser ignorado. No tratamento do contato entre o pistão e o cilindro, os autores utilizaram um método de penalidade que consistia na aplicação de uma força de restauração no pistão toda vez em que a superfície do pistão penetrava na superfície do cilindro. Os resultados mostraram que tal metodologia se mostrou coerente diante das trajetórias do pistão obtidas, entretanto, ela parece não ser adequada para o cômputo das forças de contato entre as superfícies.

É importante salientar que os trabalhos anteriormente mencionados que focam a modelagem da lubrificação hidrodinâmica do pistão não tratam com rigor o problema da cavitação do filme de óleo. O fenômeno da cavitação diz respeito à perda da continuidade do filme quando submetido a gradientes de pressão negativos e, apesar de não existirem dados suficientemente conclusivos, acredita-se que este fenômeno possa estar associado à dissociação no óleo de gases dispersos no am-

biente. Dados de visualização da cavitação ocorrendo em tempo real em mancais radiais (COUTO, 2006) mostraram a formação de estrias de óleo na superfície do mancal quando a pressão caía para níveis sub-atmosféricos.

Particularmente no compressor hermético, tem-se um ambiente pressurizado pelo refrigerante gasoso dentro da carcaça, onde também está localizado o reservatório de óleo. Com isso, a interação entre estes dois fluidos é inevitável, mostrando-se importante incorporar o efeito da solubilidade entre o óleo e o refrigerante nos modelos dinâmicos de lubrificação do compressor para que o fenômeno de cavitação possa ser caracterizado.

A partir desta necessidade, Grando, Priest e Prata (2006a) propuseram um modelo numérico de lubrificação de mancais radiais infinitos analisando a variação das propriedades do lubrificante, considerando o desprendimento de gás da mistura líquida e a existência de um escoamento bifásico. A metodologia desenvolvida foi utilizada para avaliar a diferença entre a solução clássica da cavitação (condição de contorno de Reynolds para o escoamento de óleo puro) e a do escoamento bifásico de uma mistura de óleo e refrigerante sob condições de equilíbrio ou não-equilíbrio termodinâmico durante a absorção do gás.

Na condição de equilíbrio os autores assumiram que todo gás era reabsorvido pelo óleo assim que atingisse a região convergente do mancal, enquanto que a condição de não-equilíbrio supõe que não há reabsorção e que a fase gasosa mantém-se dispersa por toda circunferência do mancal. Os resultados mostraram que, para um caso onde cargas moderadas são aplicadas, o modelo de equilíbrio da mistura está de acordo com a solução obtida considerando a condição de Reynolds, porém apresentando diferenças significativas com relação ao modelo de não-equilíbrio. Este comportamento foi atribuído à compressibilidade do gás resultando na distribuição da região de alta pressão por uma extensão mais larga do mancal, fazendo com que uma carga específica possa ser suportada com menor excentricidade, reduzindo o atrito viscoso. Os autores comentam ainda sobre a necessidade de maiores investigações na determinação da real taxa de absorção do refrigerante no óleo, permitindo predições mais precisas do comportamento de mancais radiais e de outros componentes do compressor.

Em uma continuação da metodologia proposta por Grando, Priest e Prata (2006a), Grando, Priest e Prata (2006b) introduziram pela primeira vez o modelo de lubrificação bifásica no estudo do problema da dinâmica do pistão em compressores hermético de refrigeração. A determinação dos movimentos secundários do pistão considera agora a

absorção e o desprendimento do gás no óleo, e através disso, a variação das propriedades do lubrificante. A comparação dos resultados desta metodologia com os fornecidos por metodologias que consideram o lubrificante composto somente por óleo e critérios de cavitação clássicos indicou que o critério de cavitação adotado é crucial na determinação da trajetória do pistão.

Ainda, a potência média dissipada pelo pistão devido ao atrito viscoso no filme durante uma revolução completa da manivela foi menor quando a mistura óleo-refrigerante foi considerada como lubrificante, em razão da sua menor viscosidade. A influência do coeficiente de absorção do gás no óleo também foi analisada mostrando que, apesar de ter pouca importância na dinâmica e no atrito do pistão, menores taxas de absorção implicaram em maiores vazamentos de gás pela folga. Assim como no trabalho anterior, o melhor entendimento sobre a taxa de absorção em transientes rápidos poderia melhorar a confiabilidade do modelo.

O desenvolvimento das ferramentas numéricas de simulação da lubrificação nos compressores de refrigeração, sobretudo do pistão, depende em grande parte do conhecimento mais específico sobre a natureza do lubrificante. Os últimos trabalhos revisados deixaram clara a necessidade da adoção de modelos que tratem o lubrificante como uma mistura de óleo e refrigerante, diante da alteração de propriedades do lubrificante como densidade e viscosidade. Por esta razão, o próximo item se concentra na revisão de trabalhos que exploraram a determinação das propriedades e a fenomenologia da interação entre o óleo e o refrigerante (mecanismos de absorção e desprendimento).

2.2 MISTURAS ÓLEO-REFRIGERANTE

O estudo da interação entre o óleo lubrificante e o fluido refrigerante nos sistemas de refrigeração já é realizado há bastante tempo, formando uma base de dados para a melhor compreensão do funcionamento e, principalmente, para a otimização do desempenho do sistema. Existem praticamente duas frentes distintas de abordagem dessas misturas baseada na proporção dos componentes: misturas ricas em refrigerante, cujo estudo interessa na determinação da eficiência dos trocadores de calor, e as misturas ricas em óleo, de interesse no estudo da lubrificação do compressor. Embora as misturas ricas em refrigerante não sejam o interesse direto deste trabalho, recomenda-se o artigo de Bandarra Filho, Cheng e Thome (2009) para uma revisão mais porme-

norizada e crítica dos trabalhos mais importantes sobre o escoamento destas misturas. Portanto, serão focados nesta seção somente os trabalhos que tratam da determinação das propriedades e do escoamento das misturas ricas em óleo.

2.2.1 Propriedades das Misturas Óleo-Refrigerante

Vários trabalhos disponíveis na literatura se dedicaram a determinar as propriedades termodinâmicas e termofísicas das misturas óleo-refrigerante. Conde (1996), Mermond, Feidt e Marvillet (1999) e Motta et al. (2000) revisaram diversos métodos baseados em equações de estado e relações termodinâmicas para estimar as propriedades de soluções de óleo e refrigerante mais comuns. A determinação de propriedades como densidade, viscosidade, calor específico, condutividade térmica, entalpia específica, entropia específica, calor latente de vaporização entre outras são abordadas nestas referências.

Jonsson (1999), num estudo mais voltado para a caracterização das propriedades tribológicas das misturas óleo-refrigerante, realizou experimentos para a medição da viscosidade e da espessura do filme lubrificante formado pela adição de refrigerante R134a em óleos sintéticos poliol éster em um simulador de mancais. As medições foram realizadas em diferentes tipos de óleos ISO VG 32 e ISO VG 68 (que diferem entre si pela quantidade de estruturas ramificadas em suas cadeias) para frações mássicas de refrigerante variando entre 0 e 40% com condições de pressão e temperatura fixadas.

Seus resultados mostraram que os lubrificantes com maior número de ramificações em suas estruturas possuem viscosidades mais altas, quando não misturados com refrigerante. Isto acontece porque a grande quantidade de grupos metil nas ramificações interagem entre si formando uma resistência para o movimento do fluido. Porém, na medida em que o refrigerante é adicionado, a viscosidade sofre queda mais brusca quanto maior for o número de ramificações estruturais do óleo lubrificante. Como dependem diretamente da viscosidade, as maiores espessuras do filme lubrificante estavam relacionadas com as misturas mais viscosas.

A solubilidade do refrigerante no óleo lubrificante é um parâmetro importante na caracterização das misturas óleo-refrigerante, sendo então o foco de diversos trabalhos experimentais e teóricos que envolvem a determinação do equilíbrio de fases líquido-vapor.

Entre estes, pode-se mencionar o trabalho realizado por Taki-

gawa, Sandler e Yokozeki (2002) que mediram experimentalmente a solubilidade e a viscosidade dos refrigerantes HFCs R125, R134a, R143a e R32 em óleos sintéticos alquíbenzenos (BAB 15 e BAB 32). A solubilidade foi medida por meio da retirada de amostragem em um vaso com pressão e temperatura controlada, enquanto que a viscosidade da mistura foi medida em um viscosímetro de pistão oscilante. Adicionalmente às medições experimentais, foi elaborado um modelo genérico para prever o comportamento da solubilidade e da viscosidade, a partir da hipótese de misturas ideais. Para a modelagem da solubilidade do refrigerante no óleo, foi utilizada a equação cúbica de estado de Peng-Robinson-Stryjek-Vera para descrever o equilíbrio de fases líquido-vapor. Para a viscosidade, uma equação empírica com um único parâmetro ajustável foi utilizada. Os autores frisaram que, apesar do comportamento altamente não ideal das misturas HFC-óleos sintéticos alquíbenzenos, foi observada uma boa concordância entre os resultados obtidos com o modelo e os experimentais.

Tesser et al. (2003) realizaram um trabalho experimental com misturas óleo-refrigerante ricas em óleo, obtendo curvas de solubilidade para misturas compostas por refrigerantes HFC (R32, R134a, R143a e R125) e óleo lubrificante comercial perfluoro poli-éter. A faixa de temperaturas de saturação considerada foi de -10 a 50°C, atingindo pressão de vaporização acima de 30 bar para concentrações em massa de refrigerante de até 50%. Estes dados foram correlacionados pela aplicação do modelo estendido de Flory-Huggins que consiste basicamente em um método de otimização de funções não-lineares. Esse método ajustou bem os dados experimentais para praticamente toda a faixa de concentração de refrigerante analisada.

Recentemente, tem crescido o interesse de pesquisadores pelo estudo das propriedades das misturas óleo-refrigerante voltado para sistemas que operam com refrigerantes naturais (amoníacos, CO₂ e hidrocarbonetos).

Nesta linha, Garland e Hadfield (2005) realizaram um estudo comparativo do comportamento tribológico entre misturas de isobutano (R-600) e os óleos mineral e poliol éster, e R134a e óleo poliol ester. Para este fim, foi projetada uma máquina capaz de simular o movimento entre o pino do pistão e o olhal menor da biela em um ambiente pressurizado semelhante ao do compressor real. Os autores realizaram testes de longa duração (acima de 60 horas) cujas condições experimentais avaliadas consideravam temperaturas de 5 à 110°C, pressões de 0,8 à 4,0bar e forças de contato entre as superfícies que variavam de 35 à 63N para o R134a e 43N para R600. Os resultados obtidos mostra-

ram principalmente que a mistura isobutano-óleo mineral (com aditivos acrescentados em sua composição) apresentou os menores coeficientes de atrito e desgaste das superfícies na maior parte das condições, independente da qualidade do acabamento das superfícies envolvidas.

Yokozeiki (2007) utilizou um modelo termodinâmico baseado na equação de estado cúbica de Redlich-Kwong para correlacionar dados experimentais da literatura sobre a solubilidade do dióxido de carbono (CO_2) em óleos lubrificantes PAG (poli alquilenoglicol) e POE (poliol éster) para ambos os estados subcrítico e trans-crítico do CO_2 . O modelo considerou óleo como sendo uma substância pura hipotética onde uma massa molecular aparente, pressão e temperaturas críticas, e parâmetros do equilíbrio de fases foram determinados para cada um dos óleos em questão. Boa concordância com os dados experimentais foi obtida, demonstrando os benefícios dos modelos de equação de estado.

Zhelezny et al. (2009) utilizaram um viscosímetro de esfera para medir a viscosidade dinâmica de soluções de refrigerante R600a e os óleos minerais Azmol e Reniso WF 15A, e de refrigerante R245fa (1,1,1,3,3-pentafluoropropano) com o óleo poliol ester Planetelf ACD 100 FY em concentrações de refrigerante que variam de pouco mais de 3% até aproximadamente 40% em massa. Os testes foram conduzidos para uma faixa de temperaturas de saturação de 286 à 348K e os dados gerados foram correlacionados usando uma simples função exponencial com dois coeficientes ajustados a partir dos dados experimentais. Segundo os autores, os desvios relativos entre os dados experimentais e os valores previstos pela correlação não foram superiores a 4,5% para todas as misturas testadas.

Marcelino Neto e Barbosa Jr. (2008) determinaram experimentalmente a solubilidade, a densidade e a viscosidade dinâmica de uma mistura de R-600a (isobutano) e óleo poliol ester POE ISO 7 para faixa de temperaturas de 10 até 60°C. Os dados de solubilidade foram correlacionados através dos modelos de atividade de 2 parâmetros de Heil-Prausnitz e de 3 parâmetros de Flory-Huggins, e através da equação de estado de Peng-Robinson (também utilizada para a correlação dos dados de densidade da fase líquida). Para a viscosidade dinâmica da fase líquida foram utilizadas as correlações de Grunberg-Nissan e de Katti-Chaudry. Os resultados para a solubilidade mostraram desvios máximos RMS de 0,66 e 0,77%, respectivamente, entre os dados experimentais e os previstos pelo modelos de Flory-Huggins e Heil-Prausnitz; para o uso da equação de estado de Peng-Robinson o desvio RMS foi de 1,12%. Para a densidade, o desvio RMS foi de 0,24%, enquanto que para a viscosidade com o uso das correlações de Grunberg-Nissan e de

Katti-Chaudry o desvio RMS foi de 1,84 e 2%, respectivamente.

Mais recentemente, os mesmos autores (MARCELINO NETO; BARBOSA JR., 2010) apresentaram novos dados de medição da solubilidade, densidade e viscosidade dinâmica de misturas de R600a e um óleo lubrificante alquilbenzênico de cadeia linear (LAB ISO 5) para temperaturas entre 23 e 80°C. A solubilidade e a densidade foram modeladas utilizando-se a equação de estado de Peng-Robinson com um único parâmetro de interação onde, para o ajuste da densidade desta vez foi utilizada uma correção do volume molar da mistura. Os dados experimentais da viscosidade foram preditos de acordo com o modelo de Eyring, onde a energia de ativação de excesso do escoamento viscoso foi modelada através da energia livre de Gibbs, derivada da própria equação de estado de Peng-Robinson. Os autores reportaram que foi obtida uma boa concordância entre os dados experimentais e os resultados fornecidos pelos modelos (desvios RMS de 1,75%, 0,18%, e 1,19% para a solubilidade, densidade e viscosidade dinâmica, respectivamente).

Outros trabalhos se preocuparam em investigar os processos transientes de absorção e desprendimento do refrigerante no óleo, úteis para a compreensão da interação entre estes fluidos durante os períodos de partida e parada do compressor.

Uma das contribuições nesta área foi realizada por Silva (2004), que estudou diferentes modelos para a simulação numérica do processo transiente de absorção dos refrigerantes R12 e R134a, respectivamente pelos óleos mineral SUNISO 1GS e sintético EMKARATE RL10H. O objetivo foi descrever o comportamento da mistura e, de forma indireta, estimar o coeficiente de difusão, confrontando os resultados numéricos para a queda de pressão no sistema com dados experimentais em diversas temperaturas. Seus resultados mostraram que o modelo que melhor representou o comportamento do coeficiente de difusão foi um modelo transiente bidimensional que considerava a variação da altura da fase líquida e os gradientes de velocidade no líquido decorrente da convecção natural durante o processo.

Fukuta et al. (2005) também caracterizaram experimentalmente os processos transientes de absorção e desprendimento das misturas óleo-refrigerante utilizando soluções compostas por R600a em óleos minerais. Os resultados para a absorção mostraram que o processo evolui lentamente por difusão da superfície para a parte inferior do óleo no recipiente. Por meio de um modelo de difusão unidimensional, mostraram que o coeficiente de difusão aumenta linearmente com a temperatura.

No processo de desprendimento, observou-se que com a depressurização do cilindro, o desprendimento do refrigerante se inicia pela

superfície da mistura líquida. O líquido na superfície torna-se então mais denso em relação às camadas inferiores, em virtude da menor densidade do isobutano, originando um ciclo de convecção natural na mistura líquida. Dependendo da velocidade de despressurização, temperatura do óleo e concentração inicial do refrigerante, pode ocorrer o espumamento da mistura, o que dá origem a um pico instantâneo da quantidade de refrigerante que se desprende da mistura.

Gessner e Barbosa Jr. (2006) descreveram o fenômeno de absorção de refrigerantes puros e misturas em uma película de óleo POE 68 através do conceito de difusão molecular aparente. Foi utilizado um modelo de difusão transiente unidimensional baseado em dados experimentais da literatura para calcular os coeficientes de difusão aparente dos pares de misturas binárias R-32/POE68 e R-125a/POE68. Estes coeficientes de difusão foram incorporados em um modelo de difusão para multicomponentes para a predição da taxa de absorção da mistura R-410A (50% R32 e 50% R125 em massa) no óleo POE 68. Os autores reportaram que apesar de os resultados teóricos terem subestimados os dados experimentais, o modelo foi considerado satisfatório em vista da escassez de mais dados experimentais sobre absorção de misturas de refrigerantes em óleos lubrificantes.

Barbosa Jr., Thoma e Marcelino Neto (2008) apresentaram uma metodologia para calcular o decaimento de pressão e o tempo crítico associado ao início da absorção do refrigerante R-134a em óleos poliol éster induzido pelo processo de convecção natural. O comportamento da pressão do sistema foi modelado a partir das equações de balanço de massa no líquido e no vapor assumindo equilíbrio termodinâmico na interface. Na estimativa do tempo crítico de início da convecção natural foi utilizado um modelo baseado no critério do número de Rayleigh para o processo transiente de transferência de massa que leva em conta a variação das propriedades físicas da camada de líquido. Simultaneamente, os autores conduziram experimentos de visualização do processo de absorção, seguida de medições de pressão e temperatura em diferentes regiões do líquido e do vapor. Embora o modelo tenha previsto satisfatoriamente o decaimento da pressão no processo de absorção para menores temperaturas, a pressão foi superestimada para temperaturas mais altas em razão das simplificações adotadas pelo modelo. Os resultado também mostraram que o tempo crítico tendia a aumentar com a diminuição da pressão para a mesma temperatura do sistema, devido à redução da diferença de concentração entre a interface e na camada de líquido.

Mais recentemente, Marcelino Neto e Barbosa Jr. (2011) realiza-

ram uma investigação numérico-experimental da absorção de isobutano através da superfície livre de uma camada estagnada de óleo lubrificante alquibenzênico em um sistema fechado. O mesmo aparato utilizado por Barbosa Jr., Thoma e Marcelino Neto (2008) foi utilizado para visualizar e medir o comportamento da pressão e da temperatura, além da massa de refrigerante que entra na célula de testes durante o processo de dissociação. Um modelo transiente de difusão unidimensional na camada de líquido foi utilizado para prever o processo de absorção, onde desta vez foram incluídos os efeitos de não-idealidade através do uso de um fator de correção para o coeficiente de difusão da mistura. Os resultados obtidos mostraram que, entre outras simplificações, quando o desvio do comportamento de solução ideal não é considerado, os erros médios para o decaimento da pressão do sistema em relação às medições experimentais podem ultrapassar 70%. Os autores alertaram ainda que este efeito pode ter um impacto significativo no projeto de sistemas de refrigeração que usam isobutano como refrigerante.

2.2.2 Escoamento das Misturas Óleo-Refrigerante

Somente a determinação das propriedades termodinâmicas e termodinâmicas é insuficiente para caracterizar por completo o comportamento das misturas óleo-refrigerante quando escoam pelos canais no interior do compressor. Na presença de um gradiente de pressão negativo, a solubilidade do refrigerante no óleo reduz a ponto de o refrigerante excedente ser liberado da fase líquida, formando bolhas e originando assim um escoamento bifásico. Neste caso, deve ser levado em consideração o efeito das duas fases no comportamento global do escoamento, onde a maneira mais simples de modelar este escoamento é através da utilização de um modelo homogêneo, que considera que as fases escoam à mesma velocidade. Com uma liberação intensa de gás, pode-se atingir uma situação crítica onde ocorre a formação de espuma, cujas características podem ser bem distintas daquelas do escoamento bifásico convencional. Assim, estudos mais minuciosos sobre o comportamento da mistura óleo-refrigerante devem levar em consideração o conhecimento do escoamento bifásico e da reologia do escoamento de espuma.

Um dos primeiros trabalhos de modelagem do escoamento de misturas óleo-refrigerante foi conduzido por Gasche (1996), que estudou o vazamento de gás refrigerante ao longo da folga radial de compressores rotativos de pistão rolante, no qual um modelo de escoamento

bifásico, incluindo a formação de espuma, foi desenvolvido para simular o vazamento de refrigerante R-22. Nesse problema, o vazamento de gás é causado pelo escoamento da mistura ao longo da folga radial que possui a geometria de um canal convergente-divergente.

O modelo separou o escoamento em duas regiões distintas: uma inicial de escoamento bifásico em bolhas, para baixas quantidades de gás livre, onde a mistura gás-líquido é tratada como um fluido homogêneo com pseudo-propriedades baseadas em médias ponderadas nas fases da mistura, e uma segunda região de escoamento de espuma onde a fase gasosa é predominante e o fluido é tratado como não-Newtoniano. Apesar de a robustez do modelo ter sido demonstrada através da análise qualitativa dos seus resultados, estes não puderam ser validados quantitativamente devido à inexistência de dados experimentais.

Lacerda (2000), Lacerda, Prata e Fagotti (2000), Poiate Jr. (2001), Poiate Jr. e Gasche (2006) visualizaram e mediram as distribuições de pressão e de temperatura do escoamento de uma mistura composta por óleo mineral SUNISO 1GS e refrigerante R12 ao longo de um tubo reto de secção constante. Os resultados mostraram três regiões características do escoamento. Na parte inicial, onde foi constatada a presença de poucas e pequenas bolhas isoladas, o gradiente de pressão e a temperatura permaneceram constantes, o que indica a predominância de um escoamento monofásico. Na segunda região, em uma posição intermediária do tubo, os gradientes de pressão e de temperatura se acentuam em razão do aumento da fração de bolhas presentes no escoamento, caracterizando o surgimento de um escoamento bifásico. Na terceira região, em um trecho próximo ao final do duto, foi observada a formação de um padrão de espuma uniforme. A figura 5 mostra os padrões observados por Lacerda (2000) e Lacerda, Prata e Fagotti (2000) em vários trechos do tubo.

Em uma continuação dos trabalhos citados anteriormente, Castro, Gasche e Conti (2004) e Castro (2006) estudaram o escoamento de óleo e refrigerante em um duto reto, desta vez utilizando uma mistura composta por óleo sintético ISO VG10 e refrigerante R134a, obtendo resultados similares para as distribuições de pressão e temperatura, e também para os padrões de escoamento visualizados.

Grando (2001) e Grando e Prata (2003) elaboraram um modelo numérico que simula as características do escoamento da mistura óleo-refrigerante em um duto circular reto. Inicialmente, a atenção foi voltada para o escoamento de uma mistura composta por óleo mineral e R12 e os resultados foram comparados com os dados experimentais de Lacerda (2000), Lacerda, Prata e Fagotti (2000) e Poiate Jr. (2001),



(a) Bolhas isoladas no início do escoamento



(b) Escoamento bifásico na região intermediária do escoamento



(c) Escoamento de espuma na região final do escoamento

Figura 5 – Padrões de escoamento observados por Lacerda (2000) e Lacerda, Prata e Fagotti (2000) no escoamento de óleo e refrigerante em um duto circular reto.

mostrando boa concordância. O mesmo modelo foi usado para simular o escoamento de outra mistura composta por óleo éster poliol e R134a. Entretanto, para essa mistura, o autor não confronta os resultados com dados experimentais. O modelo de escoamento desenvolvido por Grando (2001) e Grando e Prata (2003) é semelhante ao modelo usado por Gasche (1996), entretanto, os autores incluem a equação da conservação de energia em seu modelo, podendo com isto, calcular o perfil de temperatura ao longo do escoamento.

Barbosa Jr., Lacerda e Prata (2004) investigaram a predição da queda de pressão devido ao atrito para o escoamento bifásico do óleo mineral SUNISO 1GS contaminado com refrigerante R12 em um tubo cilíndrico longo de pequeno diâmetro, sendo que diversas metodologias para o cálculo dos multiplicadores bifásicos foram verificadas. Embora essas metodologias sejam aplicáveis com certa confiabilidade no escoamento bifásico de refrigerante puro, nenhuma se mostrou coerente com dados de queda de pressão obtidos para a mistura óleo-refrigerante em questão.

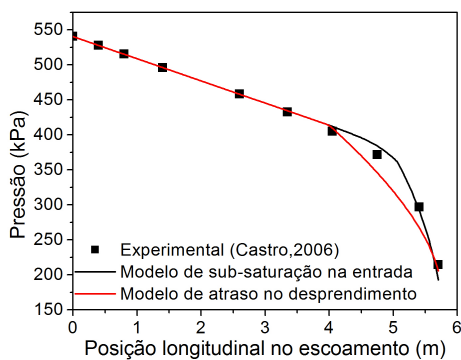
Visando suprir esta dificuldade, os autores propuseram uma modificação em um dos multiplicadores bifásicos, levando em consideração a presença de óleo e o domínio dos efeitos de inércia sobre os efeitos de empuxo e de tensão superficial do escoamento. Essa correlação prevê a queda de pressão no escoamento com um desvio r.m.s. de 26% em relação aos dados experimentais. Os autores recomendaram ainda o uso desta correlação como uma estimativa preliminar para outras misturas com propriedades termodinâmicas similares.

A validade da correlação obtida por Barbosa Jr., Lacerda e Prata (2004) foi verificada por Castro, Gasche e Prata (2009) para prever a queda de pressão do escoamento de R134a e óleo éster ISO VG10 ao longo de um duto reto. A partir de dados de pressão medidos em uma instalação experimental semelhante, foi observado que a correlação proposta por Barbosa Jr., Lacerda e Prata (2004) não prevê adequadamente da mistura R134a-óleo éster, gerando discrepâncias com os dados experimentais superiores à 40%. Os autores sugeriram então uma modificação na correlação original introduzindo o efeito do número de Reynolds da fase gasosa na equação para o multiplicador bifásico. Esta nova correlação ajustou os dados experimentais com erro RMS de 24%. Ainda de acordo com os autores, a razão da não aplicabilidade da correlação proposta por Barbosa Jr., Lacerda e Prata (2004) para a mistura HFC/óleo éster pode estar relacionada com o fato de as características de espumamento desta mistura serem consideravelmente diferentes das misturas CFC/óleo mineral e HCFC/óleo mineral.

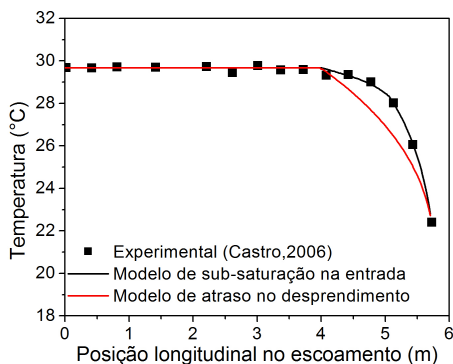
Dias (2006) e Dias e Gasche (2006) simularam o escoamento da mistura óleo-refrigerante com um duto circular reto em um modelo semelhante ao de Grando (2001) e Grando e Prata (2003). Os dados experimentais de Castro (2006) para a mistura R134a/óleo sintético ISO VG10 foram utilizados na validação do modelo. Atenção especial foi dada ao tratamento da região de escoamento metaestável observada experimentalmente no trecho inicial do escoamento, onde dois diferentes cenários foram considerados.

O primeiro cenário (GRANDO, 2001; GRANDO; PRATA, 2003) considera no modelo que a mistura está sub-saturada na entrada do escoamento, ou seja, com uma concentração de refrigerante inferior à solubilidade local na entrada. Tal artifício numérico automaticamente dá origem ao escoamento monofásico que antecede o surgimento das primeiras bolhas no escoamento, e a única tarefa passa a ser então determinar o grau de sub-saturação na entrada que melhor se ajuste aos dados experimentais. O segundo cenário baseou o atraso na formação das bolhas na observação dos próprios dados experimentais que indi-

cassem a primeira redução significativa na pressão do escoamento antes do aparecimento do escoamento bifásico, denominada *pressão crítica*. Dessa forma, diferentemente do primeiro cenário, a mistura foi mantida saturada na entrada, porém, o modelo só começa a resolver as equações do regime bifásico quando a pressão do escoamento atingia a pressão crítica. A figura 6 mostra um dos resultados obtidos por Dias (2006) para as distribuições de pressão e temperatura ao longo do escoamento.



(a) Distribuição de pressão.



(b) Distribuição de temperatura.

Figura 6 – Comparação entre resultados experimentais e numéricos realizados por Dias (2006) utilizando diferentes modelos para prever o escoamento metaestável da mistura óleo-refrigerante (Dados na entrada - pressão: 540,46kPa; temperatura: 29,68°C; solubilidade: 0,33kg ref./kg mistura; sub-saturação: 66%).

De maneira geral, o modelo de atraso no desprendimento subestimou os dados experimentais na região de escoamento bifásico, enquanto que o modelo de sub-saturação na entrada sempre se ajustava melhor aos dados. Vale ainda ressaltar que apesar de o modelo que considera o atraso no desprendimento ser fisicamente mais consistente com as condições experimentais dos trabalhos de Castro (2006) e Castro, Gasche e Conti (2004), os resultados obtidos por esta abordagem se mostraram inadequados na predição do escoamento bifásico diante da enorme complexidade do fenômeno de metaestabilidade.

Dos trabalhos revisados neste item sobre o escoamento das misturas óleo-refrigerante, nota-se que a maioria trata do escoamento bifásico gás-líquido em dutos retos com aproximadamente 3 mm diâmetro de hidráulico. Esta dimensão é consideravelmente maior do que a das folgas e canais do compressor, local onde de fato o escoamento destas misturas ocorre. Além do mais, o diâmetro do canal por onde o fluido bifásico escoar pode ter um efeito significativo na interação entre as fases e nas propriedades do escoamento, sugerindo que, do ponto de vista da lubrificação do compressor, a compreensão dos escoamentos bifásicos confinados a espaços da ordem de micrómetros faz-se necessária. Existem diversos trabalhos que abordam escoamentos bifásicos em micro-canais porém, inexistentes os que tratam do escoamento da mistura óleo-refrigerante nestas geometrias. A revisão de alguns trabalhos sobre escoamentos bifásicos gás-líquido em micro-canais é o objetivo do próximo item.

2.3 ESCOAMENTOS GÁS-LÍQUIDO E FORMAÇÃO DE BOLHAS CONFINADAS EM MICRO-CANAIS

Os escoamentos bifásicos gás-líquido são frequentemente encontrados em problemas de engenharia. A abordagem correta de tais escoamentos pode ser decisiva no projeto e na determinação das condições de operação de um sistema. Dentre as várias aplicações, destacam-se:

- Resfriamento de equipamentos que produzem grande quantidade de calor como reatores nucleares e motores à combustão;
- Evaporadores, condensadores, tubos de calor e dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração em geral;
- Canalizações de transporte de óleo e gases na indústria petrolífera;
- Sistemas de lubrificação.

Os escoamentos bifásicos de gás e líquido podem apresentar-se em diversos padrões, que basicamente dependem dos componentes da mistura e da concentração de cada um deles. Dois parâmetros importantes nestes escoamentos são o título e a fração de vazio da mistura, que são definidos como sendo, respectivamente, a razão entre a massa de gás e a massa total (líquido+gás) e a razão entre a área ocupada pelo gás e a área total em uma seção transversal,

$$x = \frac{m_g}{m_l + m_g} \quad (2.1)$$

$$\alpha = \frac{A_g}{A_l + A_g} \quad (2.2)$$

Para um tubo circular horizontal de diâmetro convencional, os seguintes padrões podem ser observados, de acordo com o aumento do título da mistura:

- (a) *Bubbly flow* (**Escoamento em bolhas**): Geralmente ocorre quando o título é reduzido e se caracteriza pela presença de pequenas bolhas de vapor dispersas em uma fase líquida contínua. A ação da gravidade tende a acumulá-las na parte superior do tubo.
- (b) *Plug flow* (**Escoamento em tampões**): O aumento do título permite a coalescência entre as pequenas bolhas resultando em um escoamento com bolhas maiores semelhantes a tampões.
- (c) *Stratified Flow* (**Escoamento estratificado**): Quando o escoamento ocorre com vazão reduzida e título elevado há uma separação entre as fases devido à diferença de densidade, com o vapor escoando na parte superior do duto e o líquido abaixo de uma interface relativamente uniforme.
- (d) *Wavy Flow* (**Escoamento em ondas**): Com o aumento da vazão, quando comparada com o padrão estratificado, a interface eventualmente se torna instável e ondulada. O cisalhamento que ocorre na interface em conjunto com a formação e quebra de ondas pode arrastar gotas de líquido para o interior do núcleo de vapor.
- (e) *Slug Flow* (**Escoamento em golfadas**): Quando a vazão da fase líquida for maior, pode-se observar grandes bolhas de vapor escoando na parte superior do duto, formadas a partir do aumento da amplitude das ondas.

(f) *Annular Flow (Escoamento anular)*: Neste regime, um filme de líquido escoar junto às paredes e uma fase gasosa escoar no interior do mesmo. Este escoamento é observado quando a velocidade da fase vapor for elevada e a vazão de líquido for moderada. Os efeitos de empuxo tornam a espessura do filme líquido menor na parede superior. Podem existir gotas de líquido no interior do núcleo de vapor oriundos do cisalhamento da interface líquida.

A figura 7 representa os padrões de escoamento anteriormente citados. Obviamente, estes padrões podem variar de acordo com a composição das fases, a orientação e a geometria do duto.

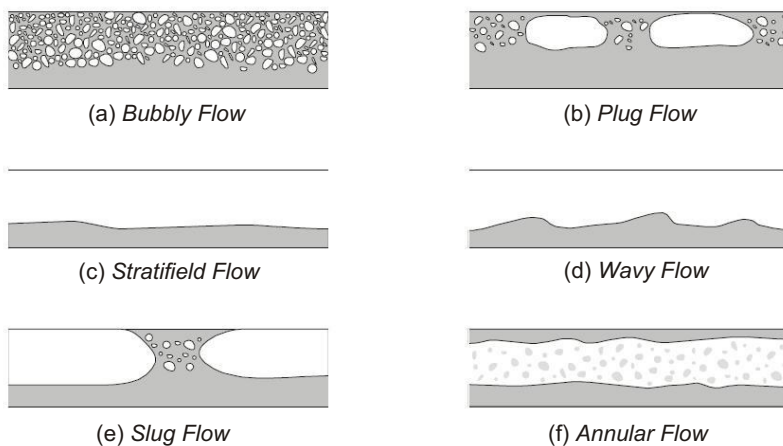


Figura 7 – Representação esquemática dos padrões de escoamento bifásico típicos em um duto horizontal adaptado de Seixlack (1996).

Os escoamentos bifásicos possuem uma natureza muito mais complexa do que os escoamentos monofásicos. Além dos termos usuais de inércia, viscosidade e pressão presentes no escoamento monofásico, é necessário levar em conta os efeitos das forças de tensão interfacial, características de “molhamento” das fases nas paredes do canal e as trocas de quantidade de movimento entre as fases líquida e vapor. Todavia, os métodos de análises dos escoamentos bifásicos são, de uma maneira geral, uma extensão dos métodos amplamente usados para os escoamentos monofásicos. As equações que governam os princípios básicos de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia são obtidas e solucionadas usando-se hipóteses simplificativas.

Apesar das dificuldades na formulação matemática, a modelagem dos escoamentos bifásicos líquido-gás vem apresentando avanços significativos desde a década de 1950 (LAHEY JR.; DREW, 1990). Os principais modelos de análise dos escoamentos bifásicos são:

Modelo Homogêneo : Este modelo baseia-se na hipótese de que ambas as fases se movem com a mesma velocidade, não existindo deslizamento entre elas. Assim, o escoamento bifásico pode ser tratado como um escoamento monofásico, com propriedades obtidas por médias ponderadas das propriedades de cada uma das fases. As equações usadas são as mesmas do escoamento monofásico e as fases são consideradas em equilíbrio mecânico e termodinâmico, com mesmas pressões e temperaturas.

Modelo de Dois Fluidos : Este modelo utiliza dois conjuntos de equações de conservação, os quais governam os balanços de massa, de quantidade de movimento e de energia para cada fase, onde pode-se assumir ou não as hipóteses de equilíbrio mecânico e/ou termodinâmico entre as fases. Usando técnicas apropriadas, obtêm-se equações médias no espaço ou no tempo, nas quais aparecem os termos que representam as relações interfaciais para o transporte de massa, quantidade de movimento e energia. O modelo de dois fluidos necessita ainda de informações sobre a seqüência de regimes de escoamento e sobre o atrito e a transferência de calor e de massa entre as fases e entre cada fase e as paredes do duto.

Modelo de Fases Separadas ou de Deslizamento : Esta abordagem também considera que as fases líquida e gasosa constituem dois domínios diferentes que podem estar ou não em equilíbrio, onde uma equação da conservação da quantidade de movimento é escrita para cada fase. Porém, as equações são somadas de modo a obter-se uma única equação que contempla a velocidade relativa entre as fases, ou velocidade de deslizamento de uma fase sobre a outra. Geralmente a velocidade de deslizamento é obtida através de uma relação algébrica dada pela razão entre as velocidades das fases (GHIAASIAAN, 2008). O modelo *drift flux* é o modelo de fases separadas mais utilizado atualmente e foi desenvolvido nas décadas de 50 e 60, quando a tecnologia nuclear exigiu o desenvolvimento de modelos mais precisos para os escoamentos bifásicos (SEIX-LACK, 1996).

Com a diminuição do diâmetro do duto, ocorrem consideráveis mudanças no comportamento do escoamento bifásico. O efeito de

tensão superficial entre as fases e o atrito viscoso começam a se tornar mais significativos do que os efeitos de empuxo e de inércia, afetando a queda de pressão, a transferência de calor e a morfologia do escoamento. Para dutos com diâmetro hidráulico muito pequeno, o escoamento em bolhas pode resultar no padrão observado na figura 8. Neste novo regime, denominado *capillary bubble flow*, a bolha de gás preenche completamente a seção transversal do tubo, mantendo a parede naquele local completamente desprovida da fase contínua.

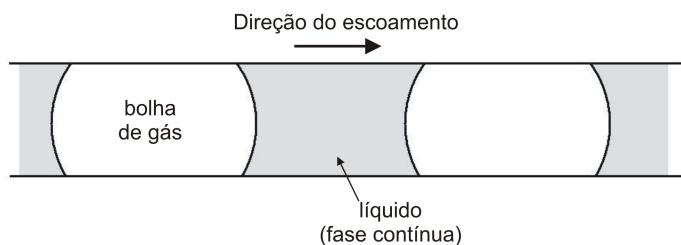


Figura 8 – Padrão *capillary bubble flow* encontrado em dutos de pequeno diâmetro.

Na medida em que as indústrias automotiva, aeroespacial, de criogenia e micro-eletrônica demandavam por altas taxas de dissipação de calor em seus equipamentos, o uso de trocadores de calor compactos tornou-se largamente difundido. Houve, então, a necessidade de se explorar as particularidades do escoamento com mudança de fase, como o coeficiente de transferência de calor e a perda de carga em canais com dimensão cada vez menor, denominados mini e micro-canais.

A distinção entre mini-canais e micro-canais ainda não é claramente estabelecida entre os estudiosos. Grande parte dos autores utiliza o termo geral “micro-canais” para se referirem a canais com diâmetro hidráulico de até 1 milímetro. Kandlikar (2002), no entanto, sugeriu uma classificação mais rigorosa de acordo com o diâmetro hidráulico e a aplicação:

- Macro-canais: diâmetro hidráulico acima de 3 mm;
- Mini-canais: diâmetro hidráulico de 200 μm até 3 mm;
- Micro-canais: diâmetro hidráulico de 10 μm até 200 μm .

Também de acordo com a classificação estabelecida por Kandlikar (2002), em geral, quando se trata do escoamento envolvendo mudança de fase em mini e micro-canais circulares, três diferentes padrões

são predominantes: pequenas bolhas isoladas na região de baixos títulos possivelmente originadas de sítios de nucleação na parede do duto, bolhas confinadas ou *slugs* formados pelo coelascimento de bolhas menores dando origem a bolhas que ocupam todo diâmetro do duto, e para a região de altos títulos a presença de um núcleo de vapor circundado por um anel de líquido na parede do duto (*annular flow*). Estes três padrões de escoamento são esquematizados na figura 9.

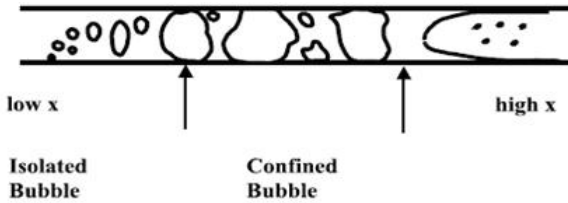


Figura 9 – Padrões típicos do escoamento bifásico com mudança de fase em mini e micro-canais (KANDLIKAR, 2002).

Recentemente, um número cada vez maior de investigações experimentais sobre escoamentos em mini e micro-canais têm sido possível graças ao desenvolvimento de tecnologias de micro-fabricação que possibilitaram a confecção de dutos em escala micrométrica. Este avanço permitiu caracterizar as diferenças entre os escoamentos em macro e micro-canais para que os modelos numéricos existentes pudessem ser adaptados em função da diminuição do diâmetro do canal. No entanto, infelizmente, estes estudos ainda são muito imprecisos em relação aos estudos envolvendo dutos de diâmetro maior.

A seguir, serão revisados os principais trabalhos que investigaram escoamentos bifásicos gás-líquido em mini-canais, com diâmetro hidráulico de até cerca de 1 mm, e em micro-canais, com diâmetro hidráulico não menores do que $20\ \mu\text{m}$, seguindo a convenção proposta por Kandlikar (2002). Serão abordados tantos os trabalhos que envolvem transferência de calor (evaporação de um fluido volátil ou água) como os adiabáticos (escoamento misturas como ar-água ou nitrogênio-água). Ambas as condições são importantes, pois permitem que diferentes características do escoamento bifásico em micro-canais sejam estudadas em detalhes. Serão abordadas também diferentes geometrias de seção transversal, alternativa à seção circular, bem como diferentes configurações dos canais (canal simples ou múltiplos canais paralelos).

Mishima e Hibiki (1996) compararam experimentalmente o escoamento bifásico de ar e água em diversos tubos capilares verticais de

vidro e de alumínio com diâmetros variando de 1 até 4 mm. Foram determinados parâmetros como padrões de escoamento, fração de vazio, velocidade das bolhas e queda de pressão ao longo dos capilares. A fração de vazio foi medida diretamente no tubo de alumínio através de uma técnica de radiografia de nêutrons, que consistia em um feixe de nêutrons incidente no tubo de alumínio que era atenuado proporcionalmente de acordo com a presença da fase líquida do escoamento.

Os autores reportaram que os padrões de escoamento em tubos capilares apresentavam diferenças características com relação aos mesmos padrões observáveis em tubos de diâmetro maior (figura 10). No escoamento em bolhas (*bubby flow*) as bolhas no tubo capilar tendiam a ter diâmetro aproximadamente igual ao do canal e se deslocar umas próximas das outras formando “trens” de bolhas intermitentes.

Devido à predominância dos efeitos de tensão superficial sobre os efeitos de inércia do escoamento, as bolhas apresentavam pouca ou nenhuma tendência de coelascimento. Estruturas alongadas oriundas do coelascimento das bolhas (*slugs*) se formavam na medida em que a velocidade superficial da fase gasosa aumentava; aumentando-se mais ainda a velocidade da fase gasosa, estes *slugs* tendiam a se deformar e se desintegrar dando origem à pequenas bolhas que se moviam rapidamente com os *slugs* (*churn flow*). Por último, os *slugs* davam lugar a um núcleo gasoso rodeado por uma camada de líquido na parede do canal (*annular flow*).

Os resultados das medições tanto para a fração de vazio como para a velocidade das bolhas foram correlacionados através do modelo *drift flux* (que leva em consideração a velocidade de deslizamento entre as fases), fornecendo um desvio médio de até 3%. Para a queda de pressão por atrito, foi proposta uma correlação para o parâmetro C da equação para o multiplicador bifásico de Chisholm como função do diâmetro hidráulico, prevendo os dados experimentais dentro de uma faixa de $\pm 12\%$.

Triplett et al. (1999a, 1999b) realizaram uma investigação sistemática do escoamento da mistura ar-água em capilares transparentes de seção circular, com diâmetros hidráulicos de 1,1 e 1,45 mm, e semi-triangular (triangular com uma das pontas suavizadas), com diâmetros hidráulicos de 1,09 e 1,49 mm. Os fluxos volumétricos (vazão volumétrica por unidade de área da seção transversal do duto) do líquido e do gás foram ajustados para a faixa de 0,02 - 8 m/s e de 0,02 - 80 m/s, respectivamente. Os mapas de padrões de escoamento obtidos em função dos fluxos volumétricos do gás e do líquido mostraram a ocorrência de padrões similares para ambos os canais: *bubby*, *slug*,

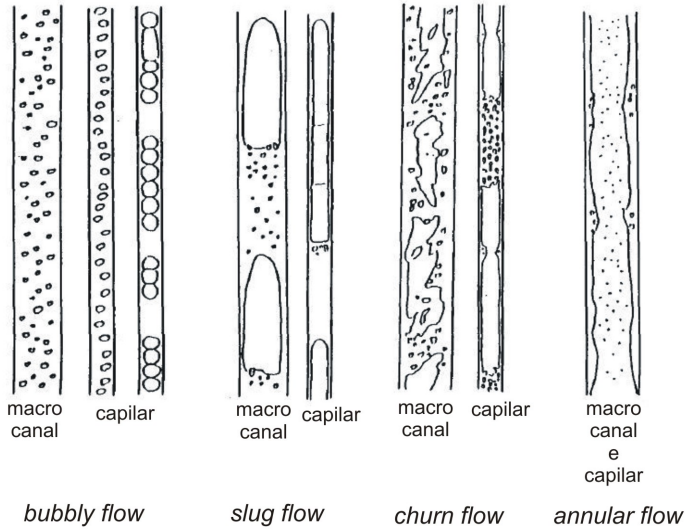


Figura 10 – Comparação entre os padrões de escoamento típicos observados em um tubo capilar e em um macro-canais (MISHIMA; HIBIKI, 1996).

churn, *slug-annular* e *annular*. No entanto, para todos os dutos considerados, os autores verificaram a inexistência do padrão estratificado no escoamento (*stratified flow*) em razão da predominância dos efeitos de tensão superficial em relação aos de empuxo.

A fração de vazio experimental foi estimada de maneira visual a partir de fotos tiradas por uma câmera de alta velocidade, sendo que uma incerteza muito grande foi atribuída à este método. Estes resultados foram comparados com os resultados fornecidos pelo modelo homogêneo e por correlações empíricas, originalmente obtidas para escoamentos bifásicos em tubos de diâmetro maior; mostrou-se que, de maneira geral, o modelo homogêneo prevê melhor a fração de vazio experimental para os padrões *bubbly* e *slug*. Para a queda de pressão por atrito, a comparação entre os resultados medidos e calculados através do modelo homogêneo mais uma vez mostrou boa concordância para os padrões *bubbly* e *slug*. No entanto, os autores verificaram que os modelos e correlações testadas superestimaram a fração de vazio e a queda de pressão experimentais para o padrão *annular*, sugerindo que os mecanismos de transferência de quantidade de movimento entre as

fases e de atrito na parede nos capilares podem ser significativamente diferentes dos ocorrentes em canais de diâmetro maior.

Xu (1999) também confirmou experimentalmente a influência da dimensão do canal no escoamento adiabático de ar e água através de micro-canais retangulares verticais com 12 mm de largura e folgas de 1 mm, 600 e 300 μm de espessura. Os padrões de escoamento observados nos canais com folga de 1 mm e 600 μm mostraram-se similares àqueles em macro-canais de seção circular (*bubbly*, *slug*, *churn* e *annular*). No entanto, foi observado que para o canal com folga de 600 μm , o padrão *bubbly* cobriu uma faixa menor de fluxos volumétricos das fases. Isso se deve ao fato de que, nestes casos, os efeitos de inércia se igualavam e se sobrepunham aos efeitos de tensão superficial fazendo com que as bolhas ficassem mais aglutinadas e se coalescessem mais facilmente.

No canal com folga de 300 μm , não foi observado o padrão *bubbly*, mesmo para os mais reduzidos fluxos volumétricos. Em compensação, três novos regimes, variantes dos padrões *bubbly*, *slug* e *annular* foram reportados, como mostra a figura 11.

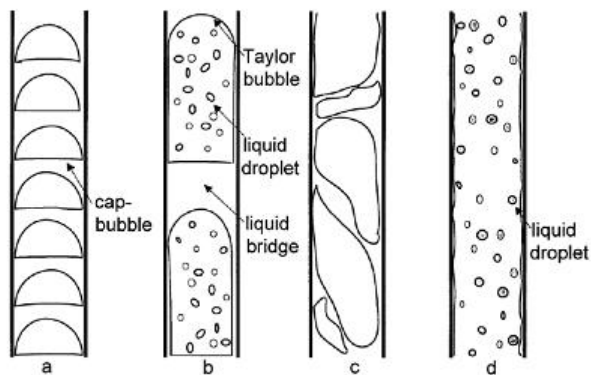


Figura 11 – Padrões de escoamento em um canal retangular de 12 x 0,3 mm de seção (XU, 1999). (a) *cap-bubbly flow*, (b) *slug-droplet flow*, (c) *churn flow*, (d) *annular-droplet flow*.

Na figura acima, o escoamento em bolhas deu lugar a um padrão que os autores denominaram *cap-bubbly flow*, caracterizado pela formação de bolhas no formato de “meias-luas”. Nos padrões *slug* e *annular* foram observadas pequenas gotas de líquido no interior da fase gasosa, padrões estes denominados *slug-droplet flow* e *annular-droplet flow*, respectivamente.

Peng, Hu e Wang (1998) investigaram teoricamente o processo de ebulição nucleada de líquidos confinados em micro-canais através de um modelo termodinâmico de transição de fase. O modelo é baseado no critério de estabilidade da fase líquida como uma substância pura, considerando a interação entre o processo de crescimento de uma bolha, geometria do canal e as propriedades do fluido na obtenção de um parâmetro adimensional que descreve as condições necessárias para a nucleação de bolhas no escoamento em micro-canais.

Os resultados do modelo se mostraram de acordo com dados experimentais previamente obtidos pelos autores e também com alguns disponíveis na literatura: o mínimo fluxo de calor e o grau de superaquecimento necessários para induzir a transição de fase, ou nucleação, aumentam rapidamente com a diminuição do diâmetro hidráulico do canal para um líquido específico, podendo atingir valores muito altos para canais extremamente pequenos. Estes resultados demonstraram, sobretudo, a relação altamente não linear das variáveis envolvidas no processo de ebulição em micro-canais.

Peles e Haber (2000) desenvolveram um modelo unidimensional para a predição do escoamento bifásico resultante da evaporação de água ao longo de micro-canais triangulares (com diâmetros hidráulicos variando entre 100 μm e 1 mm), diante da aplicação de um fluxo de calor uniforme e constante na parede do duto. As equações da conservação da massa, da energia e de Young-Laplace (para o domínio da interface entre o líquido e o vapor) foram combinadas à equação da conservação da quantidade de movimento para formar uma equação diferencial de 1ª ordem para a fase líquida e uma equação algébrica para a fase vapor.

O modelo também assumiu que o escoamento era laminar, incompressível, em regime permanente, com propriedades constantes. As equações resultantes foram então resolvidas numericamente para a determinação do raio de curvatura do líquido em contato com a parede do duto, velocidade e pressão do escoamento, a espessura da camada de líquido na parede juntamente com o seu ponto de secagem (*dry-out*), como funções das propriedades termofísicas do fluido. Os resultados mostraram que a pressão de vapor era praticamente constante ao longo da região de evaporação e que o ponto de secagem da camada de líquido na parede era mais próximo da entrada do canal quanto menor o diâmetro hidráulico e maior o fluxo de calor.

Serizawa, Feng e Kawara (2002) estudaram as características dos padrões de escoamento no escoamento de ar-água e água-vapor d'água em micro-canais circulares transparentes com diâmetros interno variando de 20 à 100 μm . Com o auxílio de um microscópio de precisão

conectado a uma câmera digital de alta velocidade os autores observaram, além dos padrões freqüentemente descritos em canais de diâmetro maior como escoamento em pequenas bolhas dispersas (*bubbly flow*), bolhas alongadas (*slug flow*) e anular (*annular flow*), padrões mais específicos como várias bolhas de diversas formas conectadas em série por “caules” de gás no centro do canal (*skewed flow*), filme de líquido distribuído simetricamente na parede (*liquid ring flow*) e pequenas bolhas aprisionadas no filme de líquido na parede do canal (*frothy annular flow*). Estes padrões estão descritos na figura 12, retirada da própria referência.

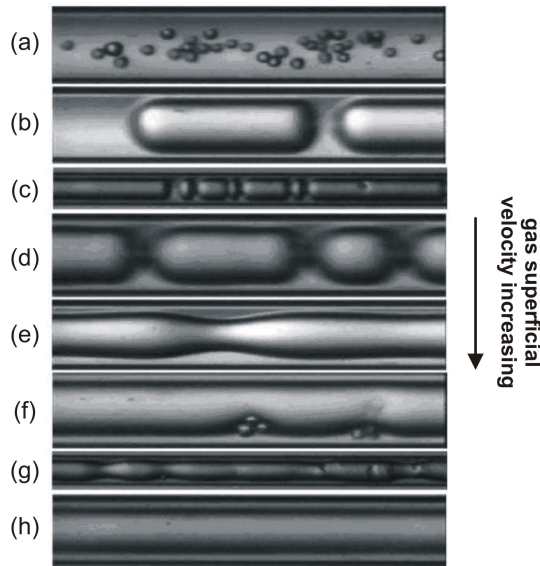


Figura 12 – Padrões do escoamento de ar-água num tubo de quartzo de $100\ \mu\text{m}$ de diâmetro interno visualizados por Serizawa, Feng e Kawara (2002): (a) *bubbly flow*; (b) *slug flow*; (c) *transition*; (d) *skewed flow*; (e) *liquid ring flow*; (f) *frothy annular flow*; (g) *transition*; (h) *annular flow*.

Entretanto, os autores confirmaram que a estrutura do escoamento bifásico em canais desta dimensão, bem como a transição entre os padrões observados, são seriamente afetadas pela rugosidade e pela molhabilidade da superfície interna do duto. Também segundo os autores, o padrão *slug* adquire uma característica diferente no escoamento em dutos com alguns micrometros de diâmetro. Observa-se que, devido

a grande diferença de pressão pela interface, a bolha, ou *slug*, tende a ocupar todo diâmetro interno do canal, suprimindo o filme de líquido na parede. Desta forma, o deslizamento da bolha pela parede do duto ocorre à seco.

Kawahara, Chung e Kawaji (2002) também realizaram uma investigação experimental das características do escoamento bifásico de nitrogênio e água de-ionizada em um micro tubo transparente com 100 μm de diâmetro interno e 64,5 mm de comprimento. A água de-ionizada e o nitrogênio foram injetados na seção de testes com fluxos volumétricos que variaram de 0,02 - 4 m/s para a água e 0,1 - 60 m/s para o nitrogênio. Foi observada a ocorrência de basicamente dois padrões de escoamento distintos: um padrão de líquido escoando sozinho sem a presença de pequenas bolhas isoladas, dominante em baixos fluxos volumétricos do líquido, e outro padrão com um núcleo de gás circundado por uma camada de líquido na parede do canal, este mais freqüente para altos fluxos volumétricos do líquido. Neste último padrão, a forma da interface gás-líquido e a espessura da camada de líquido em contato com a parede do duto variavam dependendo da velocidade superficial da fase gasosa.

A interface gás-líquido assumia diversas texturas que iam desde mais suave para os menores fluxos volumétricos do gás, e um anel de líquido axi-simetricamente distribuído na parede - valores intermediários de fluxo volumétrico do gás, como também reportado por Serizawa, Feng e Kawara (2002) - até deformado irregular para os valores mais altos de fluxo volumétrico. A ausência dos padrões *bubbly* e *churn* no micro-canal, mesmo para as mais baixas vazões do líquido e do gás, foi atribuída à natureza laminar do escoamento do líquido em razão do pequeno diâmetro do canal. A alta intermitência do escoamento, verificada com a ocorrência simultânea dos padrões para uma condição específica, fez com que os autores mapeassem os padrões de escoamento de acordo com o número de imagens contendo cada padrão e de sua probabilidade de ocorrência computada para uma dada condição. Os autores reportaram também que o modelo homogêneo também não foi adequado na predição da queda de pressão por atrito, superestimando os valores experimentais em mais de 20%, dependendo do modelo de viscosidade homogênea adotado. No entanto, o uso do modelo de escoamento separado de Lockhart-Martinelli com o parâmetro C modificado correlacionou melhor os dados experimentais dentro da faixa de $\pm 10\%$.

Hetsroni et al. (2003) estudaram experimentalmente o escoamento de ar-água e vapor-água em micro-canais triangulares paralelos com diâmetros hidráulicos entre 100 e 160 μm . Foram analisados os

padrões do escoamento bifásico através de imagens com câmeras de alta velocidade e, para o processo de ebulição da água, a obtenção da distribuição de temperaturas foi obtida utilizando termografia infravermelha. No escoamento de ar e água, foram observados simultaneamente diferentes padrões (escoamento monofásico de líquido, *bubbly flow*, *slug flow* e *annular flow*) em diferentes micro-canais. No escoamento de vapor e água, foram considerados basicamente dois regimes distintos: um para baixos fluxos de calor, caracterizado pela presença da fase líquida na maior parte dos canais e outro para altos fluxos de calor, onde a fase vapor era dominante (aumento do processo de ebulição convectiva da água) acompanhado por flutuações na queda de pressão e instabilidade do escoamento.

A análise térmica do escoamento mostrou que no primeiro regime a temperatura média da superfície aquecida era menor do que a temperatura de saturação do fluido, enquanto que no segundo regime, a tendência foi contrária. Adicionalmente, em baixos fluxos de calor, os autores observaram que a nucleação de pequenas bolhas presente na fase líquida ocorria quase sempre a partir da parede e que a taxa de alongamento da bolha era muito maior do que a sua taxa de expansão radial, em razão da maior velocidade da fase líquida. Esta situação mudava para altos fluxos de calor onde logo à montante do escoamento eram formados grandes *slugs* que ocupavam toda a seção do canal. Estes *slugs* viajavam a uma velocidade muito maior do que a velocidade do líquido em sua redondeza.

Chung e Kawaji (2004) realizaram experimentos com o escoamento de água e nitrogênio em canais circulares com diâmetros de 530, 250, 100 e 50 μm com o objetivo de identificar as mudanças nas características do escoamento bifásico com a redução do diâmetro. Foram analisados e comparados os resultados para os padrões de escoamento, fração de vazio e queda de pressão viscosa. Para os canais de 530 e 250 μm , os autores observaram padrões de escoamento consistentes com os reportados por Triplett et al. (1999a) para micro-canais não circulares com diâmetro hidráulico de cerca de 1 mm (*bubbly*, *slug*, *churn*, *slug-annular* e *annular*). A fração de vazio média temporal, estimada a partir de imagens do escoamento, mostrou uma dependência linear com a fração de vazio calculada através do modelo homogêneo. Quanto à queda de pressão, a aplicação do modelo de escoamento separado de Lockhart-Martinelli mostrou resultados satisfatórios na correlação dos dados experimentais.

Para os canais de diâmetro menor (100 e 50 μm), apenas o padrão *slug* com diversas configurações da interface gás-líquido foi observado

para as condições experimentais testadas. As características da fração de vazio e da queda de pressão foram opostas às observadas para os canais de diâmetro maior. A relação entre a fração de vazio média temporal experimental e fração de vazio homogênea mostrou-se não-linear. Para a queda de pressão, os autores utilizaram uma versão modificada de um modelo originalmente proposto por Garimella e Coleman (2002). Tal modelo assumia que o escoamento consistia em células (*“unit cells”*) formadas por um *slug* de gás axialmente simétrico rodeado por um filme de líquido de espessura uniforme seguido por outro *slug* de líquido, ambas as estruturas se deslocando pelo canal com velocidades distintas. A queda de pressão é então calculada para uma célula e a quantidade total de células é estimada a partir das imagens para se obter a queda de pressão total do escoamento. Este modelo previu muito bem os resultados para a queda de pressão experimental nos canais com diâmetro de 100 e 50 μm .

Coleman e Kause (2004) mediram a queda de pressão ao longo da contração súbita na área da seção transversal do escoamento bifásico de refrigerante R134a em micro-tubos de trocadores de calor compactos. A seção de testes consistia em um sistema multi-portas com 18 micro-tubos paralelos de 830 μm de diâmetro hidráulico equivalente e 5 mm de comprimento soldado em tubo de diâmetro com aproximadamente 8 mm de diâmetro. Os resultados para a queda de pressão medida na contração mostraram-se altamente sub-estimados pelo modelo homogêneo, o modelo de escoamento separado e o modelo de Chisholm. No entanto, os autores verificaram que o uso do modelo proposto por Schmidt e Friedel (1997), em conjunto com um modelo de densidade bifásica baseada na transferência de quantidade de movimento entre as fases, produziu concordância mais razoável com os seus dados experimentais.

Em outra abordagem original, Jassim e Newell (2006) desenvolveram modelos probabilísticos para a predição da queda de pressão bifásica e da fração de vazio baseados na ocorrência de diferentes padrões em uma dada condição de escoamento. Esta modelagem consistiu na determinação da distribuição de probabilidade temporal de ocorrência dos padrões no escoamento de ar-água a 20°C e da evaporação dos refrigerantes R410A e R134a a 1°C com valores de fluxo de massa abrangendo a faixa de 50 a 300 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$.

Uma seção de testes formada por 6 micro-canais circulares paralelos com diâmetro hidráulico total de 1,54 mm foi utilizada para a obtenção dos dados de fração temporal para diferentes padrões de escoamento, como líquido monofásico, intermitente, anular e vapor mo-

nofásico. A fração de vazio e a queda de pressão total eram previstas como a soma da fração temporal, relativa a cada padrão de escoamento, multiplicadas pelo modelo correspondente à aquele padrão, através das simples expressões:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{total} &= F_{liq} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} + F_{int} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{int} \\ &+ F_{anu} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{anu} + F_{vap} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vap} \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\alpha_{total} = F_{liq}\alpha_{liq} + F_{int}\alpha_{int} + F_{anu}\alpha_{anu} + F_{vap}\alpha_{vap} \quad (2.4)$$

onde F_{liq} , F_{int} , F_{anu} , e F_{vap} são as frações temporais relativas a cada padrão observado, ou seja, escoamento monofásico de líquido, intermitente, anular e escoamento monofásico de vapor. A queda de pressão e a fração de vazio para cada um dos regimes foram calculadas através de modelos clássicos da literatura. Os resultados obtidos com estes modelos probabilísticos mostraram-se de acordo com os dados medidos nos micro-canais. Entretanto, recomenda-se cuidado no caso destes modelos serem utilizados sob condições e geometrias diferentes das utilizadas pelos autores.

Revellin e Thome (2007) mediram a queda de pressão por atrito no escoamento evaporativo dos refrigerantes R-134a e R-245fa em dois micro-tubos de vidro adiabáticos com diâmetros de 509 e 790 μm . Os autores correlacionaram os dados experimentais com os previstos por diversos modelos clássicos, tanto para macro-canais como para micro-canais. Entretanto, nenhum deles previu adequadamente os resultados, com exceção da correlação de Müller-Steinhagen-Heck que previu mais de 62% dos dados para o regime de escoamento turbulento dentro da faixa de erro de $\pm 20\%$. Uma modificação do modelo homogêneo foi então proposta com a correlação do fator de atrito bifásico turbulento em função do número de Reynolds bifásico através do ajuste dos dados experimentais com o método dos mínimos quadrados. Esta metodologia previu 85% dos resultados dentro da faixa de erro de $\pm 20\%$ e mais de 96% dos resultados dentro da faixa de $\pm 30\%$.

Chang e Pan (2007) exploraram a instabilidade no processo de mudança de fase no interior de dispositivos composto por 15 micro-canais retangulares paralelos (cada canal com um diâmetro hidráulico

de $86,3 \mu\text{m}$) aquecidos uniformemente por uma resistência elétrica. Utilizando água de-ionizada como fluido de teste, os autores observaram significativa diferença entre os padrões sob condições de estabilidade e de instabilidade do escoamento. Enquanto que na condição estável para baixas vazões e fluxos de calor, os padrões *slug* e *anular* apareciam em sequência na direção do escoamento para baixos valores de vazão e de fluxo de calor, a instabilidade era marcada pelo aparecimento de um fluxo reverso intermitente no escoamento para todos os canais (queda de pressão negativa). Isso era uma consequência das oscilações na queda de pressão na medida em que a vazão e o fluxo de calor eram elevados; o comprimento das bolhas nucleadas também oscilava devido ao efeito de instabilidade do campo de pressão sobre as bolhas. Os autores mostraram ainda, que para as condições de teste adotadas, o escoamento bifásico nos canais do dispositivo tornava-se instável se a diferença entre a máxima e a mínima queda de pressão instantânea fosse maior do que 6 kPa.

2.4 SÍNTESE DO CAPÍTULO

Finalizando este capítulo, onde foi feita uma ampla pesquisa bibliográfica dos trabalhos que servirão de base para a presente tese, apresentam-se agora as conclusões:

1. A maior parte dos trabalhos relevantes encontrados sobre lubrificação do pistão em máquinas alternativas se concentram na área de modelagem numérica, em vista da dificuldade de se construir aparatos experimentais onde se tenha domínio dos parâmetros que influenciam no movimento do pistão. Ainda assim, os modelos específicos para pistões sem anéis (usados nos compressores herméticos) foram menos explorados do que os modelos para pistões com anéis. A abordagem fenomenológica da cavitação do filme lubrificante também foi pouco explorada na modelagem do pistão, sendo que Grando, Priest e Prata (2006a, 2006b) elaboraram o único modelo que considera a interação entre o óleo e o refrigerante como um fator potencialmente responsável pelo fenômeno de cavitação do filme lubrificante nos compressores herméticos.
2. Apesar dos progressos experimentados nos últimos anos, existem muitas lacunas no conhecimento no que diz respeito ao comportamento das misturas óleo-refrigerante. Além da dificuldade de se obter modelos genéricos para o cálculo das propriedades, a maior

limitação reside no fato de que a mecânica dos processos de absorção e desprendimento do refrigerante no óleo, essenciais para a compreensão do escoamento das misturas óleo-refrigerante, ainda não está totalmente esclarecida.

3. As características dos escoamentos bifásicos gás-líquido em mini e micro-canais são consideravelmente distintas das observadas nos canais de dimensões em macro escala. A maior parte dos trabalhos revisados mostrou que os modelos inicialmente desenvolvidos para escoamentos bifásicos gás-líquido em canais de maior dimensão começam a ter aplicabilidade limitada principalmente quando o diâmetro hidráulico do canal diminui para valores de 20 à 500 μm . Além disso, ainda não existe nenhum estudo fenomenológico que aborde o escoamento bifásico de misturas óleo-refrigerante confinados em canais de dimensões situadas nesta faixa.

3 PROJETO E CONSTRUÇÃO DA BANCADA EXPERIMENTAL

O presente capítulo começa com uma descrição do princípio de operação do aparato experimental que permite simular o escoamento de óleo e refrigerante pela folga pistão-cilindro sob condições de alinhamento e desalinhamento entre o pistão e o cilindro. Em seguida serão mostrados os aspectos gerais da bancada proposta e os detalhes de cada componente que a compõe. Os sistemas de medição e controle dos parâmetros do escoamento serão explorados na sequência. Por último, é feita uma análise detalhada do comportamento estrutural da bancada frente aos esforços do escoamento, que podem causar deformação do conjunto. Estas deformações, se não levadas em conta, podem evitar que o controle dimensional da folga seja bem realizado, dificultando assim a caracterização do escoamento.

3.1 PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DA BANCADA

A idéia básica por trás da concepção do projeto da bancada experimental é a de um dispositivo que mantenha o pistão desprovido de movimento alternativo montado coaxialmente no interior do cilindro o qual pode se deslocar com relação ao pistão, estabelecendo diversas configurações de desalinhamento entre o pistão e o cilindro. Em um compressor alternativo de pequena capacidade, típico dos utilizados nos sistemas de refrigeração domésticos, a folga radial nominal, definida como a diferença entre os raios nominais do pistão e do cilindro, é algo em torno de $10\mu\text{m}$. A tarefa de caracterizar os desalinhamentos da forma mais precisa possível é realizada de tal maneira que a determinação da folga radial nominal pistão-cilindro leva em conta dois fatores importantes. O primeiro deles é o fato de que folgas muito pequenas, da ordem das folgas reais, apesar de representarem melhor a geometria real, são mais difíceis de obter com as tecnologias de fabricação convencionais. Por outro lado, se a dimensão da folga for exageradamente grande, talvez maior do que 1 mm radialmente, particularidades relevantes típicas do escoamento em micro-canais podem estar sendo ignoradas em detrimento da maior facilidade de construção do aparato. Sendo assim, um compromisso entre estes dois fatores teve de ser estabelecido.

Como o projeto da bancada prevê o deslocamento radial entre o

pistão e o cilindro dentro de uma margem dimensional muito estreita, a idéia de movimentar radialmente o cilindro ao invés do pistão se deve ao fato de ser mais prática a instalação de controladores micrométricos externos que acionam o movimento do cilindro. A mobilidade do cilindro em relação ao pistão é dada por quatro graus de liberdade, como ilustrado na figura 13.

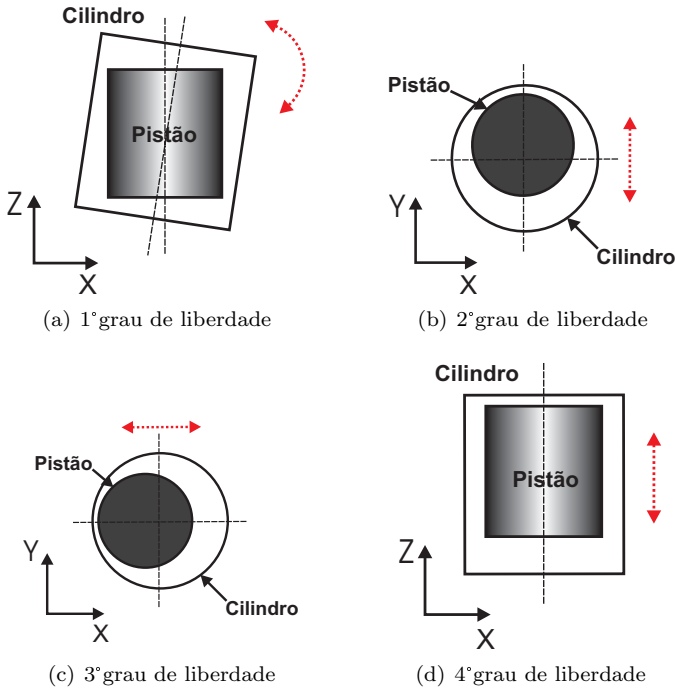


Figura 13 – Graus de liberdade de movimentação do cilindro em relação ao pistão.

As setas pontilhadas em cor destacada indicam os graus de liberdade do conjunto pistão-cilindro da bancada. O primeiro grau de liberdade é de rotação do cilindro em torno do eixo Y (representado na figura 13a perpendicularmente ao plano do papel) e reproduz a oscilação radial do pistão em torno do pino da biela. O segundo e terceiro graus de liberdade do cilindro (translação ao longo dos eixos Y e X , respectivamente), dizem respeito aos movimentos também radiais do pistão oriundos das imperfeições da montagem do kit móvel do compressor. Finalmente, o quarto grau de liberdade, de translação do cilindro na

direção longitudinal do pistão ao longo da direção Z , é o único que não descreve movimentação radial relativa entre o pistão e o cilindro e é considerado somente para a medição da pressão do escoamento, procedimento que será mostrado com detalhes no item 3.3.

Por simplicidade, o estudo do comportamento do escoamento da mistura óleo-refrigerante em uma geometria próxima à da folga pistão-cilindro real é realizado sem o movimento alternativo axial do pistão. Esta consideração é conveniente uma vez que, além de ser consideravelmente mais difícil de se ter controle dos desalinhamentos nesta situação, evita-se também a presença de efeitos dinâmicos do escoamento que tornam mais complexa a caracterização do problema. Sendo assim, a força motriz do escoamento pela folga é originária unicamente de uma diferença de pressão constante imposta entre o topo e a base do pistão. Para este fim são utilizados reservatórios onde a mistura é armazenada e as suas condições pré-estabelecidas e controladas.

A caracterização do escoamento é realizada por meio de medições da pressão, temperatura e vazão da mistura na seção de teste da folga, nos vasos de pressão e nas tubulações que conduzem a mistura para a seção de teste e que recolhem a mistura que sai da seção de teste. Além disso, um material translúcido é utilizado na seção testes com a finalidade de permitir que o escoamento seja visualizado e as particularidades da interação entre o óleo e o refrigerante escoando pela folga sejam estudadas em detalhes ainda nunca explorados. A próxima seção será dedicada à uma descrição mais pormenorizada da bancada e de seus principais componentes.

3.2 DESCRIÇÃO DOS COMPONENTES DA BANCADA

3.2.1 Seção de Teste

A figura 14 mostra as vistas gerais da seção de teste da bancada. Constituem a seção de testes 3 componentes principais: o conjunto pistão-cilindro (que ainda pode ser subdividido em conjunto do pistão e conjunto do cilindro), a mesa de sustentação e as tubulações de entrada e de saída da mistura. Neste esquema, o pistão, fixado em um suporte imóvel e rígido, está inserido dentro de um furo cilíndrico localizado em um bloco confeccionado de material transparente. O bloco do cilindro, por sua vez, está apoiado sobre um conjunto de plataformas que formam o sistema de posicionamento do cilindro através de tampas de fixação que também são designados a conectar o bloco do cilindro à

tubulação de entrada e ao suporte do pistão. Esta configuração permite que o bloco do cilindro, juntamente com suas tampas de fixação, sejam os únicos componentes da seção de teste que têm liberdade para se movimentar. As tubulações de entrada e de saída também conectam a seção de teste diretamente aos reservatórios que armazenam a mistura. Todo conjunto é então fixado sobre a mesa de sustentação por meio de uma placa plana com furos.

O bloco do cilindro é sustentado por um conjunto de plataformas que se movimentam de acordo com o acionamento de micrômetros. Estas plataformas, também chamadas de mesas micrométricas, garantem e controlam o posicionamento radial do cilindro dentro da faixa delimitada pela folga nominal pistão-cilindro, além da posição axial do cilindro em relação ao pistão. As mesas micrométricas são montadas de maneira sobreposta de modo que uma combinação de movimentos do bloco cilindro nos graus de liberdade mostrados na seção anterior confere o desalinhamento desejado entre o pistão e o cilindro.

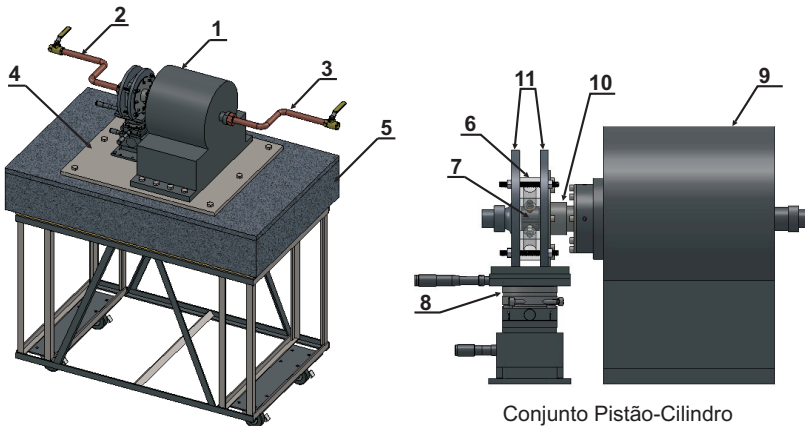


Figura 14 – Vistas gerais da seção de teste.

- 1 - Conjunto pistão-cilindro; 2 - Tubulação de entrada; 3 - Tubulação de saída; 4 - Base de fixação do conjunto pistão-cilindro na mesa de sustentação; 5 - Mesa de sustentação; 6 - Bloco do cilindro; 7 - Pistão; 8 - Sistema de posicionamento do cilindro; 9 - Suporte do pistão; 10 - Conexão móvel; 11 - Tampas de fixação do bloco do cilindro

O pistão é fixado em um suporte principal adequadamente rígido que, por sua vez, é acoplado à uma das tampas de fixação do bloco do cilindro por meio de uma conexão móvel. A estrutura interna desta

conexão permite uma combinação de capacidade de vedação da mistura que escoar em seu interior e mobilidade do bloco do cilindro pelo acionamento do sistema de posicionamento do cilindro. A boa rigidez do conjunto pistão-cilindro, assim como a rigidez das suas peças de união, é uma característica fundamental da seção de teste para que as forças exercidas pela pressão do fluido em escoamento não provoquem deformações excessivas na estrutura, de modo que a determinação do posicionamento relativo entre o pistão e o cilindro fique prejudicada.

A trajetória pela qual a mistura percorre no interior do conjunto pistão-cilindro é mostrada no esquema em corte da figura 15. O escoamento conduzido pela tubulação de entrada entra no conjunto pistão-cilindro pela tampa anterior do bloco do cilindro e sofre uma expansão gradual até atingir o diâmetro do cilindro. Após escoar pela folga, o fluido é transportado por ranhuras situadas em uma haste fixa que liga o pistão ao seu suporte até a tubulação de saída da seção de teste, seguindo um caminho por dentro do suporte do pistão. No próximo item serão expostos os detalhes construtivos do conjunto do pistão.

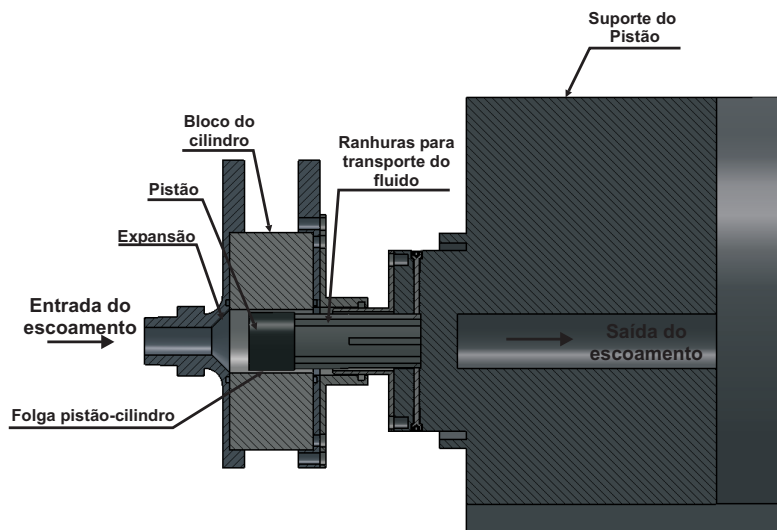


Figura 15 – Detalhe da trajetória do escoamento no interior do conjunto pistão-cilindro.

3.2.2 Conjunto do Pistão

O pistão da seção de teste é uma capa cilíndrica que é alojada em uma haste imóvel, que por sua vez é fixada ao suporte principal, conforme mostra o esquema da figura 16.

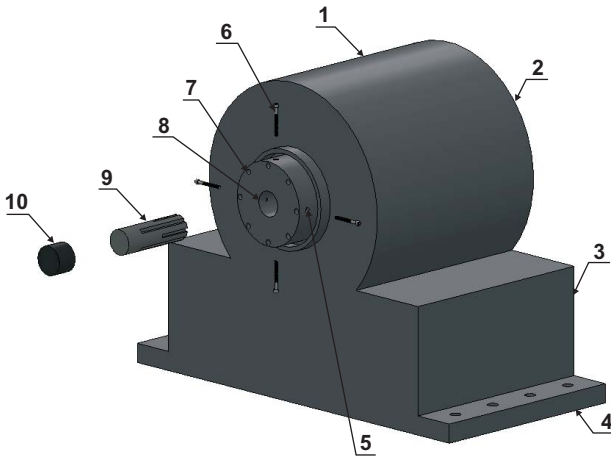


Figura 16 – Esquema de montagem do conjunto do pistão.

1 - Suporte do pistão; 2 - Cabeça do suporte; 3 - Corpo do suporte; 4 - Base do suporte; 5 - Furos para o alojamento dos parafusos da haste; 6 - Parafusos de fixação da haste; 7 - Furos para a fixação da conexão móvel; 8 - Orifício de alojamento da haste; 9 - Haste; 10 - Pistão

O suporte, a maior peça da seção de testes, é uma estrutura robusta formada por uma cabeça cilíndrica, um corpo de seção quadrada e uma base por onde todo conjunto do pistão é aparafusado na mesa de sustentação. Na cabeça do suporte estão localizados o orifício de alojamento da haste, os furos de acesso aos parafusos que a prendem no suporte e os furos de fixação da conexão móvel entre o conjunto do pistão e o conjunto do cilindro. A fixação da haste no suporte é feita por meio de 4 parafusos radiais posicionados em formato de cruz que prendem a haste em seu orifício de alojamento. Como os 4 parafusos exercem pressão em pontos distintos da superfície da haste, houve a necessidade de se ajustar o torque dos parafusos com um torquímetro de maneira que a haste não ficasse desalinhada. Também foi tomado o cuidado adicional de se construir o orifício de alojamento com um

diâmetro cerca de 0,2 mm maior do que o diâmetro da haste de modo que um acoplamento suficientemente apertado entre estes dois componentes contribua para maior rigidez da união entre a haste e o suporte.

A haste do pistão é provida de uma superfície posterior lisa que acomoda o pistão e de dois conjuntos de quatro ranhuras em sua superfície defasados em 45° como mostrado no detalhe da figura 17. O primeiro conjunto, com ranhuras de comprimento menor, serve para o encaixe dos parafusos radiais que prenderão a haste no suporte do pistão, enquanto que o segundo conjunto, com ranhuras de comprimento maior é destinado a conduzir o escoamento que sai da folga para fora da seção de teste através da tubulação de saída. O encaixe do pistão na haste também é realizado de maneira justa a fim de se minimizar a interferência do escoamento na variação dimensional da folga pistão-cilindro.

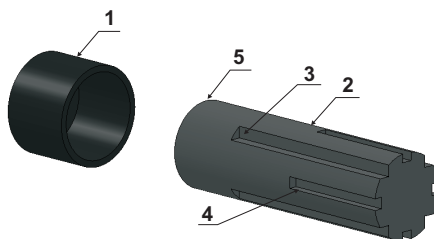


Figura 17 – Detalhes do pistão e da haste.

1 - Pistão; 2 - Haste; 3 - Ranhuras de passagem de fluido; 4 - Ranhuras de encaixe no suporte; 5 - Superfície lisa de acomodação do pistão

Por se tratar da parte completamente imóvel da seção de teste, é muito importante que todo conjunto do pistão tenha rigidez suficiente para evitar deformações indesejáveis resultantes da distribuição de pressão do escoamento. Para atingir tal objetivo, foram selecionados materiais diferentes para cada um dos componentes do conjunto do pistão, dependendo da função e da forma do componente.

A tabela 1 mostra as propriedades e as características dos três materiais considerados no projeto do conjunto do pistão. O pistão é confeccionado em *Poliether ether ketone*, comercialmente denominado como PEEK®, um polímero termoplástico orgânico de alta performance. A aplicação deste material na fabricação do pistão além de atender a exigência da resistência à deformações causadas pelo escoamento, apresenta baixa condutividade térmica. Esta última característica é vantajosa pelo fato de ser mais conveniente para o presente

experimento analisar o escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga sem considerar os efeitos de condução de calor pelo pistão. Um ponto desfavorável a utilização do PEEK® para a construção do pistão é o seu alto coeficiente de expansão térmica, o que acaba por dificultar o estudo do escoamento com elevados gradientes de temperatura.

Tabela 1 – Propriedades dos materiais utilizados na construção do conjunto do pistão

| Propriedade | Aço AISI 1045 ^{(a),(b)} | WC Co6 ^(c) | PEEK ^(d) |
|---|----------------------------------|-----------------------|---------------------|
| Densidade (g/cm ³) | 7,85 | 15,7 | 1,32 |
| Mód. de Elast. (GPa) | 205 | 600 | 3,6 |
| Coef. de Poisson (-) | 0,29 | 0,21 | 0,4 |
| Tens. de Esc. (MPa) | 530 | - | 92 |
| Tens. de Rup. (MPa) | 625 | 1440 | - |
| Coef. de Exp. Térm. ($\mu\text{m}/\text{m}^\circ\text{C}$) ^(e) | 11,5 | 4,6 | 4,7 |
| Cond. Térmica (W/m ² °C) | 49,8 | 60 - 80 | 0,25 |
| Estab. Química ^(f) | Alta | Alta | Média |
| Usinabilidade ^(g) | Boa | Ruim | Boa |
| Custo | Baixo | Alto | Médio |

(a) Composição química em massa: Fe - 98,51 a 98,98%; C - 0,42 a 0,50%; Mn - 0,6 a 0,9%; S - $\leq 0,05\%$; P - $\leq 0,04\%$

(b) Fonte: Davis (1996)

(c) Fonte:

http://www.goodfellow.com/csp/active/STATIC/A/Tungsten_Carbide-Cobalt.HTML

(d) Fonte: http://www.vick.com.br/vick/produtos/peek_tabela.htm

(e) Temperatura de referência: 20°C

(f) Resistência ao contato com óleos ésteres

(g) Facilidade de usinagem e corte através dos métodos convencionais

Para a fabricação da haste a opção foi pela utilização de uma liga de carboneto de tungstênio com 6% em massa de cobalto (WC-Co5), um material cerâmico de alta dureza e alto módulo de elasticidade que é utilizado na fabricação de ferramentas de corte. Segundo informações do fabricante da haste, devido a dureza deste material, sua usinagem teve de ser realizada com ferramenta de corte de diamante, o que elevou consideravelmente o custo de fabricação.

Finalmente, para o suporte, optou-se pela fabricação em aço AISI 1045, um aço com médio teor de carbono que apresenta propriedades

mecânicas compatíveis para a presente aplicação. Ainda com relação ao suporte, vale ressaltar que embora o carboneto de tungstênio selecionado para a haste possua resistência mecânica consideravelmente maior do que o aço, seu custo de matéria-prima e usinagem é muito elevado para a aplicação no suporte considerando suas formas e dimensões. Esta foi a principal razão para a escolha de um material mais barato como o aço para a construção do suporte do pistão.

3.2.3 Conjunto do Cilindro

Os componentes que formam o conjunto do cilindro são montados da maneira mostrada na figura 18. O bloco do cilindro é uma peça com seção de oito lados com um furo principal passante no centro da seção (cilindro) onde o pistão é alojado. O bloco é ainda dotado de quatro furos transversais ao furo do cilindro, localizados exatamente na metade do comprimento do bloco com espaçamentos angulares de 90° , onde são alojados sensores de pressão miniaturizados (os detalhes da montagem dos sensores de pressão serão explorados no item 3.4.1). Este formato para o bloco do cilindro foi preferido com a intenção de se obterem superfícies externas planas e devidamente polidas que facilitam tanto a visualização como o alojamento dos sensores de pressão.

O bloco do cilindro fica entreposto entre as tampas anterior e posterior que o conectam ao sistema de posicionamento do cilindro. Ambas as tampas contêm um rebaixo octogonal em suas superfícies de contato com o bloco que o acomoda, de modo a manter uma união suficientemente firme entre as três peças. Quatro parafusos sem fim com porcas em ambas as extremidades são os elos de ligação entre as tampas que fazem um “sanduíche” com o bloco do cilindro no meio. A vedação entre as tampas e o bloco é realizada através da utilização de anéis “O”-ring de borracha nitrílica que são devidamente alojados em rasgos dispostos nas tampas anterior e posterior. A opção por utilizar anéis de vedação de borracha nitrílica se deve ao fato de serem quimicamente compatíveis com o óleo e o refrigerante. A tampa posterior é ligada ao conjunto do pistão através de uma conexão móvel que permite a movimentação do conjunto do cilindro em relação ao conjunto do pistão. Além da função de prender o bloco do cilindro no sistema de posicionamento do cilindro, as tampas também ligam o bloco à tubulação de entrada (tampa anterior) e à conexão móvel que faz a ponte entre os conjuntos do pistão e do cilindro através de furos adicionais confeccionados na tampa posterior.

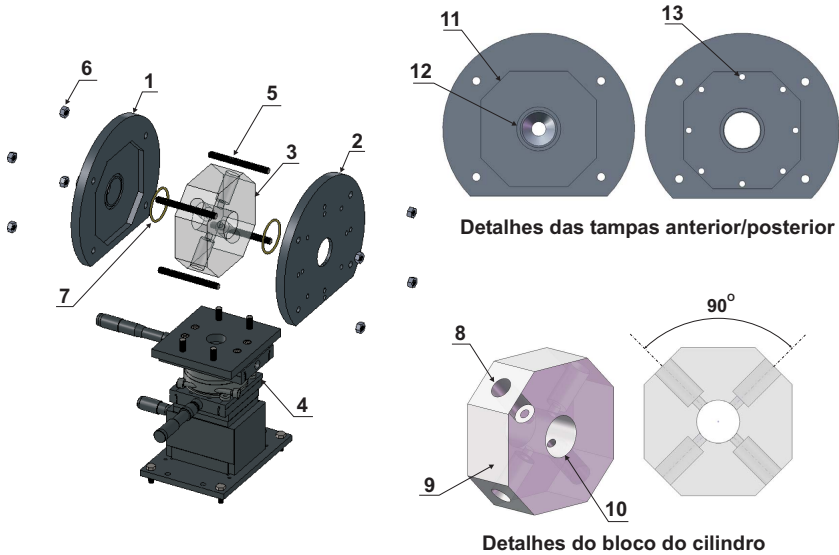
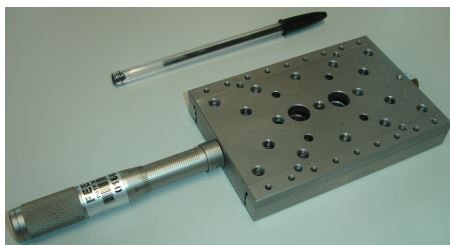


Figura 18 – Esquema da montagem do conjunto do cilindro.

1 - Tampa anterior; 2 - Tampa posterior; 3 - Bloco do cilindro; 4 - Sistema de posicionamento do cilindro; 5 - Parafusos de união das tampas; 6 - Porcas; 7 - “O”-rings de vedação; 8 - Furos de alojamento dos sensores de pressão; 9 - Face de visualização; 10 - Cilindro; 11 - Rebaixo de acomodação do bloco do cilindro; 12 - Rasgo de alojamento dos “O”-rings; 13 - Furos para fixação da conexão móvel

O sistema de posicionamento do cilindro é formado por um conjunto de quatro plataformas (ou mesas) acionadas por micrômetros, que conferem os deslocamentos do cilindro em relação ao pistão. Cada uma das plataformas é mostrada individualmente com seu respectivo atuador micrométrico na figura 19. As plataformas, bem como os atuadores, são de fabricação da Newport© Corporation e são construídos em aço o que, segundo o fabricante, garantem precisão, estabilidade e rigidez no posicionamento para as mais diversas situações de carga. São utilizadas três plataformas de deslocamento linear (Plataformas 1, 3 e 4), para a translação do cilindro em cada uma das direções do espaço, e uma de deslocamento rotacional (Plataforma 2), que rotaciona o cilindro em torno do plano da base do conjunto pistão-cilindro. Os diversos furos roscados localizados nas bases das plataformas são utilizados para fixar outras plataformas ou adaptadores através de parafusos do tipo

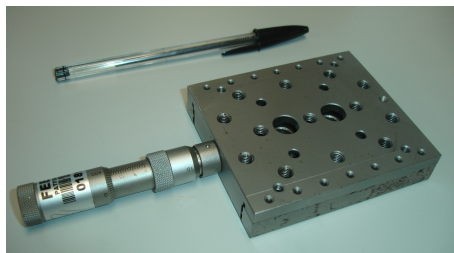
Allen.



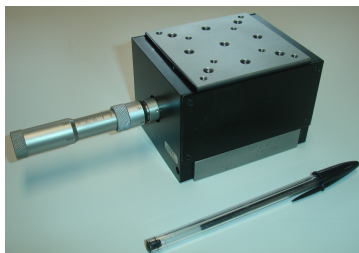
(a) Plataforma 1 (Deslocamento linear)



(b) Plataforma 2 (Deslocamento rotacional)



(c) Plataforma 3 (Deslocamento linear)



(d) Plataforma 4 (Deslocamento linear)

Figura 19 – Plataformas de deslocamento do cilindro em relação ao pistão.

A maneira com que as plataformas são sobrepostas para formar o sistema de posicionamento do bloco do cilindro é descrita na figura 20. Embora algumas plataformas tenham sido projetadas pelo fabricante para se encaixarem diretamente, houve a necessidade de se realizar o encaixe entre outras plataformas por meio de adaptadores especiais. A plataforma 1, localizada logo abaixo do bloco do cilindro, realiza o movimento longitudinal do bloco com o intuito de se posicionar os sensores de pressão em diferentes posições axiais da folga pistão-cilindro. A combinação do posicionamento fornecido pela plataforma 1 com a localização dos sensores de pressão em diferentes posições circunferenciais permite que a distribuição de pressão do escoamento pela folga seja mapeado com boa abrangência. A plataforma 2 permite a rotação do bloco do cilindro em torno do eixo Y , simulando a rotação do pistão em torno do pino de ligação com a biela. Por último, as plataformas 3 e 4 determinam, respectivamente, os deslocamentos translacionais laterais

e verticais ao bloco do cilindro, completando assim os desalinhamentos entre o pistão e o cilindro que podem ser realizados pelo sistema de posicionamento do cilindro.

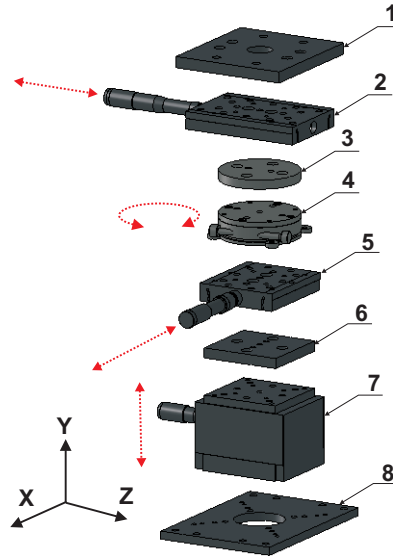


Figura 20 – Montagem do sistema de posicionamento do bloco do cilindro.

1 - Adaptador Bloco do cilindro/Plataforma 1; 2 - Plataforma 1 (deslocamento axial); 3 - Adaptador Plataforma 1/Plataforma 2; 4 - Plataforma 2 (deslocamento rotacional); 5 - Plataforma 3 (deslocamento lateral); 6 - Adaptador Plataforma 3/Plataforma 4; 7 - Plataforma 4 (deslocamento vertical); 8 - Base do conjunto do cilindro

Com exceção da plataforma 3, cujo atuador já é embutido, os atuadores micrométricos das plataformas 1, 2 e 4 foram selecionados de acordo com o curso do deslocamento e a resolução requeridos para a presente aplicação. Para as plataformas 3 e 4, em vista dos pequenos deslocamentos radiais do cilindro em relação ao pistão, a opção foi por micrômetros diferenciais cujos atuadores são acionados por dois nêios, um para o ajuste grosseiro (curso de 25,10mm e resolução de $10\mu\text{m}$) e outro para o ajuste fino do posicionamento (curso de $100\mu\text{m}$ e resolução de $1\mu\text{m}$), conforme mostra a figura 21. Por outro lado, para a plataforma 1, o atuador selecionado possui somente um nêio com resolução maior, pelo fato de o posicionamento longitudinal ter um

curso muito maior e não necessitar de ajuste fino. As plataformas 1 e 3 ainda contam com um sistema de travas instalado do lado oposto ao de deslocamento da plataforma, com a intenção de impedir quaisquer deslocamentos residuais após o posicionamento. Os dados técnicos sobre as plataformas móveis e os seus respectivos atuadores são dados na tabela 2.



Figura 21 – Micrômetro diferencial utilizado no acionamento das plataformas 3 e 4.

Na seleção dos materiais de construção das tampas e do bloco do cilindro procurou-se adotar materiais com rigidez semelhante ao dos utilizados na construção do conjunto do pistão. Para as tampas, o material selecionado foi o mesmo aço utilizado na construção do suporte do pistão. No entanto, como será analisado mais adiante na seção 3.6, os pontos do conjunto do cilindro com maior susceptibilidade a deformações são as uniões entre as plataformas do sistema de posicionamento do cilindro e entre as tampas e o adaptador do bloco/Plataforma 1. Para esta função foram utilizados parafusos especiais de alta rigidez fabricados em aço AISI 4340 em todos os elementos de ligação do conjunto do cilindro.

Para a construção do bloco do cilindro, além da questão da rigidez, havia outras necessidades como, transparência do material, que permitisse a visualização do escoamento pela folga, baixa condutividade térmica para minimizar qualquer efeito de condução de calor pelas paredes do bloco e baixo coeficiente de expansão térmica. A primeira opção de material considerado foi o vidro em razão de possuir boas propriedades mecânicas, condutividade térmica relativamente baixa, coeficiente de expansão térmica muito pequeno e a transparência desejada. No

Tabela 2 – Dados sobre as plataformas móveis da Newport© do sistema de posicionamento do cilindro

| | Plat. 1 | Plat. 2 | Plat. 3 | Plat. 4 |
|-------------------------------|----------------|----------------|-----------------------|----------------|
| Modelo | UMR8.51 | UTR80 | UMR8.25 | MVN80 |
| Curso | 51mm | 360° | 25mm | 12,5mm |
| Carga Máxima | 900N | 200N | 900N | 140N |
| Atuador | BM17-51 | - | DM17-25 (Diferencial) | |
| Curso Nônio Grosso | 51mm | 360° | 25,10mm | |
| Resolução Nônio Grosso | 10 μ m | 1° | 10 μ m | |
| Curso Nônio Fino | - | - | 100 μ m | |
| Resolução Nônio Fino | - | - | 1 μ m | |

entrando, o maior obstáculo na utilização do vidro é por este ser um material praticamente impossível de ser usinado por métodos convencionais, dadas as complexidades geométricas da peça. Desta forma a opção preferida foi pelo acrílico que, apesar de ser bem menos resistente a deformações do que o vidro, possui baixa condutividade térmica e a transparência necessária para a presente aplicação. A tabela 3 mostra a relação de algumas propriedades mecânicas e óticas, entre outras, do vidro e do acrílico.

3.2.4 Acoplamento entre os Conjuntos do Pistão e do Cilindro (Conexão Móvel)

O acoplamento entre os conjuntos do pistão e do cilindro necessita de um elemento que mantenha a vedação do espaço interno do conjunto pistão-cilindro, que compreende a folga e os caminhos por onde o fluido circula, ao mesmo tempo que este elemento deve permitir a mobilidade do bloco do cilindro a fim de se determinar o posicionamento relativo entre o pistão e o cilindro. Em outras palavras, o elemento de união entre os conjuntos do pistão e do cilindro deve ser rígido o suficiente para evitar vazamentos e flexível o suficiente para que o cilindro possa se movimentar. Durante o projeto da bancada, foram concebidas várias idéias de como agregar ambas as características

Tabela 3 – Propriedades dos materiais para a construção do bloco do cilindro

| Propriedade | Vidro ^(a) | Acrílico ^(b) |
|---|----------------------|-------------------------|
| Densidade (g/cm ³) | 2,23 | 1,19 |
| Mód. de Elast. (GPa) | 63 | 3,3 |
| Coef. de Poisson (-) | não encontrado | |
| Tens. de Rup. (MPa) | não encontrado | 74,5 |
| Coef. de Exp. Térmica ^(c) ($\mu\text{m}/\text{m}^\circ\text{C}$) | 3,25 | 70 |
| Cond. Térmica ^(c) (W/m ^{°C}) | 1,1 | 0,21 |
| Índice de Trans. da Luz ^(d) (%) | 95 ^(e) | 86 |
| Índice de Refração da Luz (%) | 1,474 | 1,49 |
| Estab. Química ^(f) | Alta | Média |
| Usinabilidade ^(g) | Ruim | Boa |

(a) Vidro borossilicato de baixa expansão térmica. Fonte: Bauccio (1994)

(b) http://www.eslondc.com/products/pmma_P.asp

(c) Temperatura de referência: 20°C

(d) Superfície polida

(e) <http://www.quartz.com/pxprop.pdf>

(f) Resistência ao contato com óleos ésteres

(g) Facilidade de usinagem e corte através dos métodos convencionais

em um mecanismo simples que fizesse a união entre os dois conjuntos. A maneira considerada mais adequada, mostrada esquematicamente na figura 22, consiste em uma conexão móvel formada por um eixo cilíndrico de 30mm de comprimento por 36,50mm de diâmetro encaixado dentro em uma bucha cilíndrica de 38 mm de diâmetro interno e 24mm de comprimento. O eixo e a bucha foram construídas em aço inox AISI 304 e possuem bases flangeadas por onde são aparafusadas nos conjuntos do pistão e do cilindro, respectivamente. A vedação de cada uma das bases é realizada por meio de mantas de borraça nitrílica de 1,5mm de espessura colocada entre a base e o conjunto ao qual é aparafusada. Já a vedação entre a bucha e o eixo da conexão móvel é realizada por uma gaxeta de retenção, também de borracha nitrílica, alojada em um rasgo localizado na parte interna da bucha.

Como mostra em detalhes a figura 23, a gaxeta possui abas flexíveis que ficam em contato com a parede externa do eixo e a parede interna da bucha, que se abrem quando submetidas à pressão do fluido, selando a parte interna da seção de teste do meio externo. As dimensões da gaxeta foram determinadas de acordo com os diâmetros

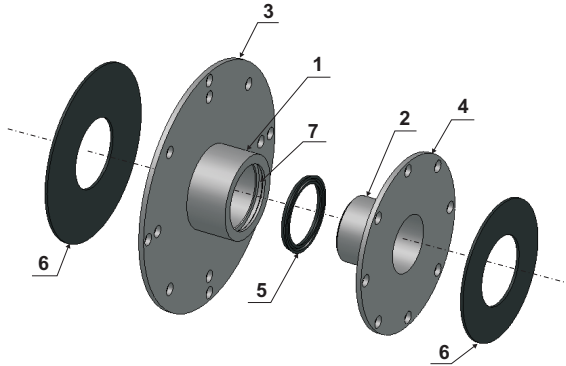


Figura 22 – Esquema de montagem da conexão móvel entre os conjuntos do pistão e do cilindro.

1 - Bucha; 2 - Eixo; 3 - Base flangeada da bucha; 4 - Base flangeada do eixo; 5 - Gaxeta de retenção; 6 - Mantas de borracha para vedação; 7 - Rasgo de alojamento da gaxeta

da bucha, do eixo e da folga nominal entre estas peças e a amplitude dos movimentos da bucha. De acordo com os dados do fabricante (AP Vedações), a gaxeta trabalha eficientemente até pressões 200 bar e temperaturas de 93°C em função do seu material. No entanto, o perfil da gaxeta retém de maneira mais eficiente vazamentos de dentro para fora, tendo a sua capacidade de selamento mais comprometida em situações onde a pressão externa é maior do que a pressão interna (vácuos).

A presença da gaxeta também permite que a bucha da conexão móvel se movimente tanto radialmente como longitudinalmente em relação ao eixo fixo no seu interior a fim de que diferentes posicionamentos entre o pistão e o cilindro sejam explorados. A figura 24 mostra o comportamento da conexão móvel frente aos deslocamentos longitudinais e radiais que o conjunto do cilindro sofre.

Quando o conjunto do cilindro se desloca longitudinalmente em relação ao conjunto do pistão pelo acionamento da Plataforma 1, a aba inferior da gaxeta desliza sobre a superfície do eixo fixo em um mecanismo similar ao de amortecedores hidráulicos. Por esta razão, as superfícies externa do eixo e do rasgo da bucha tiveram que ser retificadas para que não houvesse danos as abas da gaxeta, prejudicando a sua capacidade de vedação. Uma amplitude de movimento axial máxima de 25mm foi obtida posicionando-se a gaxeta à 2 mm da saída da bucha, para que sempre houvesse contato entre a gaxeta, a bucha e o eixo. Os

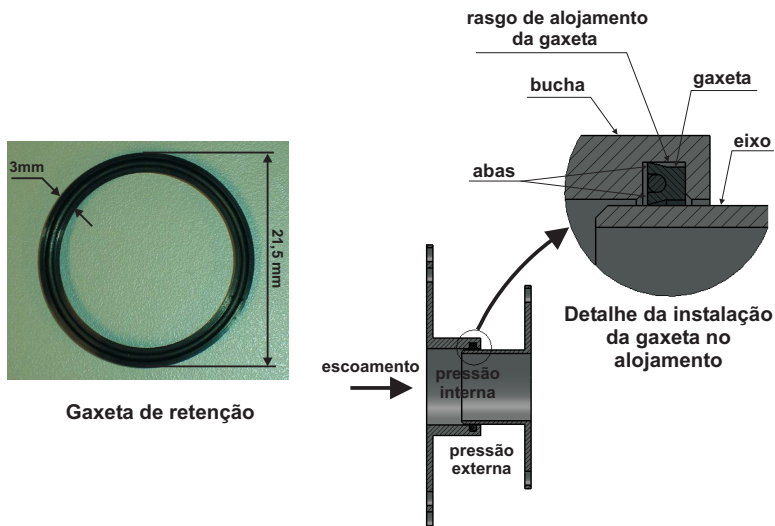


Figura 23 – Detalhes da gaxeta de retenção e de sua instalação na conexão móvel.

deslocamentos radiais do cilindro são permitidos graças à flexibilidade do material da gaxeta que pode ser comprimida radialmente em até 30% da sua espessura sem que a qualidade da vedação fique prejudicada, segundo o fabricante. A folga radial existente entre o eixo e da bucha foi determinada de modo a permitir deformações radiais da gaxeta de até $600\mu\text{m}$ dentro da faixa de deslocamentos radiais do cilindro utilizados no trabalho.

3.2.5 Mesa de Sustentação

Todo conjunto pistão-cilindro é apoiado sobre uma mesa de sustentação cujo esquema de montagem é descrito na figura 25. A mesa é composta por um bloco de concreto com dimensões de 1000 x 600 x 160mm coberto por uma caixa de granito de 1060 x 660 x 180mm onde é aparafusada a base de fixação dos conjuntos do pistão e do cilindro. Por questões de procedimento de construção, o bloco de concreto foi construído em uma armação de madeira que serviu de molde para o bloco que, após a cura do cimento, foi retirada deixando somente a base de madeira. Todo este conjunto é sobreposto em uma estrutura

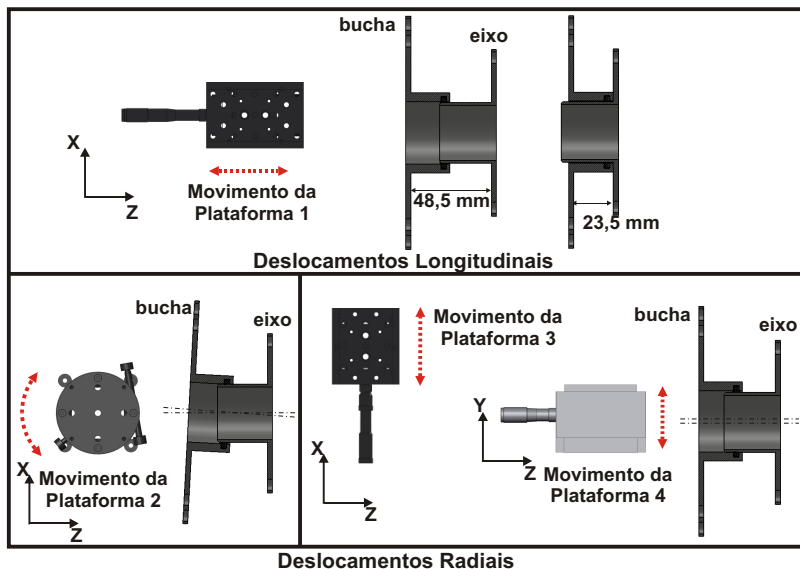


Figura 24 – Deslocamentos longitudinais e radiais da conexão móvel.

metálica montada com cantoneiras de aço (perfis em “L”) equipadas com rodízios traváveis que permitem o deslocamento da mesa. A altura total da mesa é de 1 m e a base de fixação do conjunto pistão-cilindro possui dimensões de 650 x 550mm e espessura de 15mm.

3.2.6 Equipamentos Auxiliares e de Controle da Bancada

A seção de teste descrita nos itens anteriores foi adaptada na bancada experimental utilizada por Lacerda (2000) para investigar o escoamento de misturas de óleo e refrigerante ao longo de um tubo reto com desprendimento de gás devido à variação da solubilidade da mistura no escoamento. Algumas adaptações foram necessárias, como na disposição dos equipamentos em relação à bancada original e nas conexões das tubulações de entrada e de saída da seção de teste. A seção de teste da bancada de Lacerda (2000) possuía dois longos tubos retos, um de cobre para a medição da pressão e temperatura do escoamento e outro de vidro para a visualização, de aproximadamente 3 mm de diâmetro interno e 10 metros de comprimento. Estes tubos foram desmontados e substituídos pela seção de teste que compreende a folga

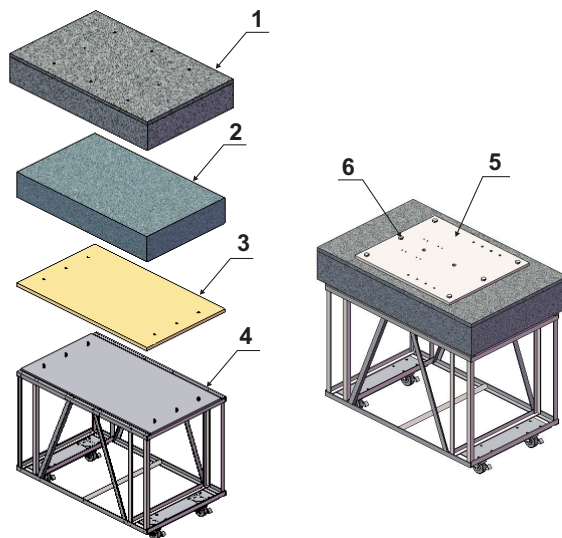


Figura 25 – Montagem da mesa de sustentação do conjunto pistão-cilindro.

- 1 - Caixa de granito; 2 - Bloco de concreto; 3 - Base de madeira; 4 - Estrutura de aço; 5 - Base de fixação do conjunto pistão-cilindro na mesa de sustentação; 6 - Parafusos de fixação da base

pistão-cilindro, deixando a distribuição espacial da bancada mais compacta. Um diagrama esquemático da bancada experimental é descrito na figura 26.

Os vasos de alta e de baixa pressão (VAP e VBP) são utilizados para armazenar a mistura antes e depois de escoar pela seção de testes. O VAP é responsável pela produção da mistura líquida de óleo e refrigerante em equilíbrio e por forçar o escoamento da mistura pela seção de teste através de uma diferença de pressão imposta entre o VAP e o VBP. Para isso, o VAP é preenchido com óleo e refrigerante e quando a mistura atinge o equilíbrio, a parte inferior do vaso é ocupada pela mistura líquida enquanto que o restante é preenchido pela fase vapor. Durante a operação da bancada a mistura é retirada por baixo do VAP e conduzida à seção de teste.

Antes de chegar à seção de teste, a mistura passa por um trocador de calor do tipo serpentina de 3 m de comprimento por onde circula a água de um banho termostático, com capacidade tanto de aquecimento como de refrigeração, na intenção de alterar a condição

Depois de ter escoado pela seção de teste a mistura é recebida e armazenada no VBP. Quando toda mistura escoar do VAP para o VBP esta é retornada ao VAP pelos circuitos de óleo e de refrigerante conforme indicado na figura 26, de modo que a bancada não pode funcionar de forma contínua, pois o retorno da mistura líquida ao VAP altera a condição de equilíbrio neste vaso.

Cada vaso de pressão tem capacidade de 330 litros, o que, de acordo com projeto original da bancada, permitia que um grande volume de mistura fosse armazenado para a realização de testes de longa duração. Ambos os vasos foram projetados para trabalharem a uma pressão máxima de 10 bar e possuem válvulas de segurança que são acionadas quando a pressão ultrapassar 11 bar. No interior do VAP existe um conjunto de pás agitadoras axiais que são acionadas por um motor trifásico posicionado na parte superior do VAP. Este equipamento tem a função de facilitar a solubilização do óleo com o refrigerante com o intuito de reduzir o tempo necessário para a mistura atingir o equilíbrio termodinâmico durante a preparação para os testes. Também posicionado na parte superior do VAP está um transdutor de nível que serve para monitorar o volume de mistura que escoou durante o teste para estimar a vazão do escoamento. Ao mesmo tempo, a vazão do escoamento pode ser calculada através de um fluxímetro posicionado logo na saída do VAP.

Tanto o VAP como o VBP tem a pressão monitorada através de transdutores de pressão absoluta e manômetros analógicos do tipo bourdon com escala de 0 a 10 kgf/cm², estes últimos sendo usados apenas como referência. Possuem também duas resistências elétricas, uma com capacidade de dissipação de 2.200 W instalada no VAP e outra com 1.000 W instalada no VBP, que servem para controlar a temperatura e para ajudar no desprendimento do refrigerante da mistura líquida quando necessário. Dois termopares do tipo *T* estão instalados em cada um dos vasos por meio de sondas flexíveis posicionadas de modo a permitir a obtenção da temperatura na parte mais baixa do vaso, preenchida com a mistura líquida, e na porção superior, onde há somente vapor.

Durante toda duração dos testes com a bancada, a diferença de pressão entre o VAP e o VBP é mantida constante. Como a mistura óleo-refrigerante é retirada do VAP e recebida pelo VBP de maneira contínua, dois reservatórios auxiliares são utilizados para manter a pressão constante no VAP e no VBP. O reservatório conectado ao VAP é o reservatório de alta pressão (RAP) e é mantido a uma pressão mais alta em relação ao VAP, enquanto que o reservatório conectado ao VBP

é o reservatório de baixa pressão (RBP), que tem sua pressão mantida a um valor menor do que a pressão no VBP. Cada vaso é conectado ao seu respectivo reservatório por meio de uma tubulação que contém válvulas automáticas com abertura por solenóide. Cada válvula é alimentada com 220V e opera no estado normalmente fechada, ou seja, a válvula mantém-se fechada na ausência da passagem de corrente elétrica pela bobina magnética que aciona uma agulha. Durante os teste, à medida que o nível de líquido no VAP diminui, a pressão cai, fazendo com que a válvula automática seja acionada permitindo que o gás refrigerante escoe do RAP para o VAP, elevando a sua pressão até o valor desejado quando a válvula se fecha. Da mesma forma, a válvula automática conectada entre o VBP e o RBP é acionada quando a pressão no VBP aumenta em razão deste estar recolhendo a mistura que sai da seção de teste, permitindo assim que o excesso de refrigerante escoe do VBP para o RBP, diminuindo a sua pressão para o nível desejado, até que a válvula se feche.

Ambos os reservatórios possuem uma capacidade volumétrica de 185 litros e também possuem manômetros que permitem uma verificação instantânea das suas pressões. O RAP foi projetado para uma pressão de trabalho de 18 bar e sua válvula de segurança é ajustada para 21 bar. Já o RBP foi projetado para uma pressão máxima de trabalho de 10 bar e a sua válvula de segurança é acionada quando a pressão no reservatório excede 11 bar. Os reservatórios também possuem manômetros do tipo bourdon com escala de 0 a 10 kgf/cm², que são utilizados para monitorar a pressão instantânea, além da diferença de pressão entre os reservatórios e os vasos.

Após a realização de um teste, o óleo e o refrigerante armazenados no VBP e no RBP precisam retornar ao VAP e ao RAP para a preparação e realização de um novo teste. Para isso, a bancada conta com dois circuitos auxiliares, um que faz o retorno do óleo e outro que faz o retorno do refrigerante. Uma bomba de engrenagens é utilizada no circuito de óleo para retornar a mistura líquida do VBP para o VAP. Para o circuito do refrigerante, é utilizado um compressor que succiona o gás do RBP e da parte superior do VBP para o VAP e o RAP. Durante os testes, o compressor também é utilizado para succionar continuamente o gás do RBP e descarregar no RAP, de maneira a manter a pressão no RBP sempre menor do que a do VBP e a pressão do RAP sempre maior do que a do VAP. Uma função adicional do compressor é a de promover a recirculação do refrigerante no VAP com a intenção de acelerar o processo de saturação da mistura neste vaso. Tal procedimento é realizado succionado-se o gás da parte superior do

VAP e reinjetando por baixo do VAP, onde o gás desta vez passa pela tubulação do circuito de óleo através de uma comunicação existente entre os circuitos de óleo e de refrigerante.

O compressor é lubrificado com o mesmo óleo utilizado como fluido de teste nos experimentos conduzidos. Mesmo assim, foi instalado um filtro de óleo na saída do compressor, que garante que o óleo do compressor não invada a tubulação do circuito de refrigerante e que também permite o devido retorno do óleo para o compressor. Um ventilador também foi instalado para auxiliar na refrigeração do compressor evitando o superaquecimento e garantindo assim que opere sempre perto de seu máximo fluxo de massa.

Logo à jusante da bomba de óleo e do compressor, nos circuitos de óleo e de refrigerante, estão presentes trocadores de calor ligados à unidades condensadoras com o objetivo de reduzir a temperatura da mistura líquida e do refrigerante que retornam do VBP e do RBP. As unidades condensadoras tem capacidade de refrigeração de 2 TR e trocam calor com os fluidos da bancada através de trocadores de calor de duplo tubo que operam em fluxo contracorrente. Outro papel relevante dos trocadores de calor é o de resfriar o fluido refrigerante durante o processo de recirculação do gás no VAP para a saturação da mistura. Tanto o aquecimento do gás na descarga do compressor como o calor liberado durante o processo de absorção do refrigerante pela fase líquida tendem a aumentar a temperatura da mistura e devem ser removidos para que se consiga estabelecer as temperaturas desejadas para cada teste.

Dois visores de líquido foram instalados nas partes inferiores do VAP e do RAP. O visor da parte inferior do RAP é utilizado para monitorar a drenagem de uma parcela do óleo que pode se acumular no reservatório em razão do transporte pelo circuito de óleo. O outro visor, instalado pouco antes da tubulação de entrada da seção de teste, é utilizado para assegurar que não ocorra desprendimento de refrigerante da mistura antes de alcançar a folga pistão-cilindro na seção de teste. O controle do fluxo de óleo e de refrigerante entre os vasos e reservatórios, nos circuitos do óleo e do refrigerante, e na entrada e saída da seção de teste é feito através de válvulas manuais com obturador de agulha posicionadas ao longo de toda bancada. Válvulas de serviço também são distribuídas em alguns pontos que permitem o acesso à bancada para a colocação e retirada de óleo e refrigerante, limpeza e evacuação da bancada.

3.3 SISTEMAS DE MEDIÇÃO E CONTROLE DA BANCADA

A medição dos dados sobre a mistura nos vasos de pressão e na seção de teste é realizada através de sensores eletrônicos controlados pelo sistema de aquisição e controle de dados da bancada. São utilizados sensores para a medição da pressão e da temperatura nos vasos de pressão e na seção de teste, nível de líquido no VAP e a vazão do escoamento.

3.3.1 Medição de Pressão

A pressão interior no VAP e no VBP é medida através de sensores de pressão absoluta que operam como *strain gages* conectados a uma ponte de Wheatstone e são posicionados na parte superior dos vasos para que a pressão na fase gasosa seja medida. Tal posicionamento é conveniente uma vez que a pressão do gás é várias ordens de grandeza superior em relação à pressão hidrostática da coluna de líquido contida nos vasos. Além de determinar o estado termodinâmico da mistura no VAP a informação da pressão nos vasos obtida com os transdutores alimenta o sistema de controle das válvulas automáticas que são acionadas quando a pressão nos vasos excede o patamar estabelecido. Um terceiro sensor com as mesmas características foi instalado após o fluxímetro para a monitoração da queda de pressão que o escoamento sofre durante a passagem pelo fluxímetro. Os sensores são fabricados pela Hottinger Baldwin Messtechnik (HBM), modelo P3MB, e operam em uma faixa de pressão absoluta de 0 a 10 bar. São alimentados por uma fonte externa de corrente contínua de 12 V fornecendo um sinal de saída que tem como fundo de escala 2 mV/V. Estes sensores possuem alta confiabilidade, apresentando pouca sensibilidade à temperatura de operação com ótima repetibilidade e erro de histerese mínimo. Pelo fato de tais sensores terem sido utilizados originalmente no experimento de Lacerda (2000), e portanto, já terem mais de 10 anos de uso, eles foram previamente calibrados antes da utilização no presente experimento, a fim de que possíveis erros decorrentes da deformação permanente dos *strain gages* fossem corrigidos.

A pressão na seção de teste, que compreende a folga pistão-cilindro, é medida por meio de sensores miniaturizados alocados nos quatro orifícios localizados lateralmente no bloco do cilindro como mostra o esquema da figura 27.

Os sensores são rosqueados em buchas de latão que são roscadas

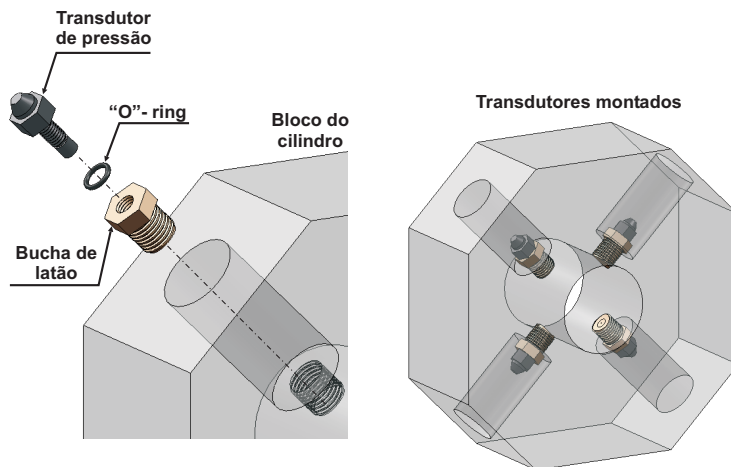


Figura 27 – Esquema de instalação dos sensores miniaturizados no bloco do cilindro.

nos orifícios laterais do bloco do cilindro. A vedação entre o sensor e a bucha de latão é feita através de um “O”-ring que acompanha o sensor. Também foi utilizado um veda-rosca líquido entre a rosca interna do orifício do bloco e a rosca externa da bucha de latão para melhor garantia de fixação e vedação nesta conexão. Esta maneira de fixação indireta dos sensores no bloco do cilindro foi preferida pela praticidade na instalação e retirada dos sensores no alojamento quando necessário.

Os quatro sensores são de fabricação da Endevco, modelo 8530B-500 cuja faixa de medição de pressão absoluta é de 0 a 500 psi (34,5 bar) e já haviam sido utilizados por Couto (2006). São transdutores piezoresistivos que possuem um micro-ship de silício cuja resistência elétrica é sensível à pressão. A tensão de alimentação dos sensores é de 10 V em corrente contínua fornecida por uma fonte externa e o seu sinal de saída é de 0 a 300 mV para a referida faixa de pressão. De acordo com o fabricante, a sua sensibilidade à temperatura, choques e vibrações é pequena, de forma que eles também são bastante seguros. A figura 28 mostra as dimensões de algumas partes do sensor miniaturizado, o que o caracteriza como sendo um dos mais adequados para a presente aplicação.

A figura 29 mostra os detalhes da estrutura interna da bucha de fixação dos sensores miniaturizados.

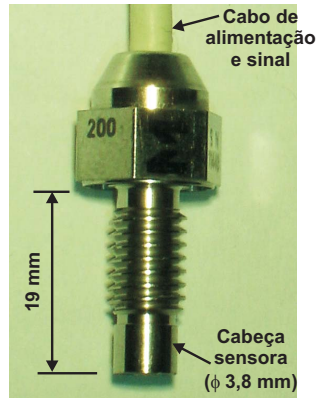


Figura 28 – Partes e dimensões do sensor miniaturizado 8530B-500 fabricado pela Endevco.

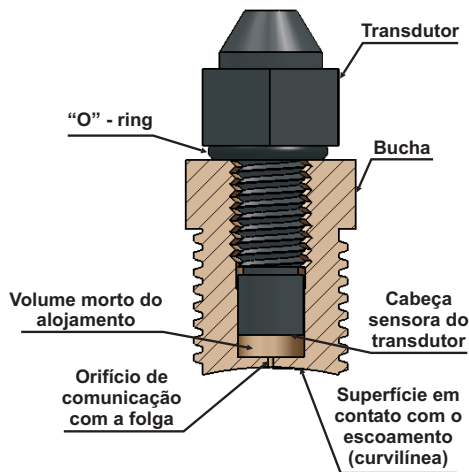


Figura 29 – Detalhes internos da bucha de alojamento dos sensores miniaturizados.

Internamente, a bucha de latão possui uma câmara onde a cabeça sensora do transdutor é alojada, deixando um volume morto de 1 mm com a parede inferior do alojamento. A comunicação com a folga acontece por outro orifício de 0,3 mm de diâmetro usinado por eletro-erosão com a intenção de causar a menor perturbação possível no escoamento. Outra característica de usinagem da bucha de latão é que visa me-

nor interferência no escoamento, é a circularidade da sua superfície de contato com o escoamento, que acompanha a circularidade da própria folga pistão-cilindro. Para se obter tal circularidade, esta superfície foi usinada com a bucha já instalada no orifício do bloco do cilindro para manter a continuidade da superfície interna do bloco do cilindro.

A disposição dos quatro sensores miniaturizados na seção de teste permite que a pressão em quatro posições circunferenciais da folga seja medida. O movimento do bloco do cilindro provocado pelo acionamento da Plataforma 1 permite, ainda, que a pressão seja determinada em diferentes posições longitudinais da folga de acordo com os posicionamentos mostrados na figura 30. Com este mecanismo, o campo de pressão do escoamento pela folga pode ser melhor caracterizado. Os procedimentos de calibração e de cálculo das incertezas de medição dos sensores de pressão utilizados na bancada estão descritos no Apêndice C.

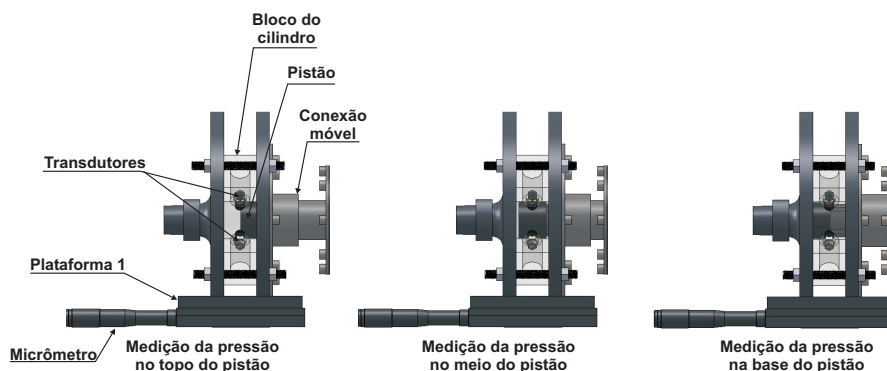
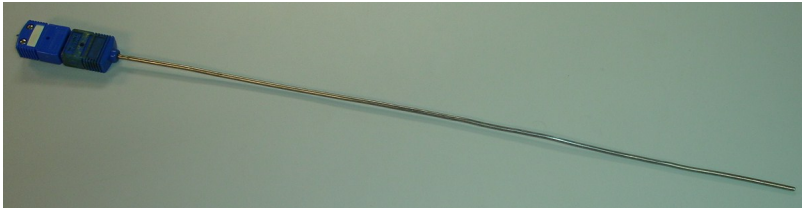


Figura 30 – Esquema de medição da pressão na seção de teste em diferentes posições longitudinais.

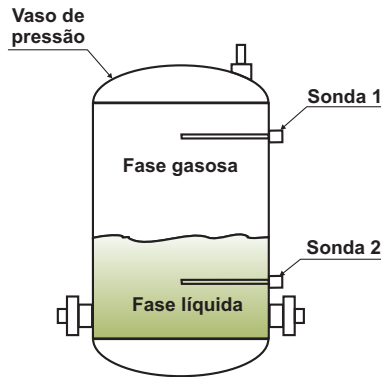
3.3.2 Medição de Temperatura

A medição de temperatura no interior do VAP e do VBP é feita por meio de quatro termopares do tipo “T” (cobre-constantan) inseridos no interior de sondas flexíveis de aço inox com 1/8” (3,175 mm) de diâmetro, fabricados pela Omega Engineering, como mostra a figura 31a. Três destas sondas têm comprimento de 18” (45,72 mm) e uma de 24” (60,96 mm), e são montadas horizontalmente nos vasos de

pressão através de orifícios existentes nas parte superior e inferior do vasos (figura 31b). Esta configuração permite que em cada vaso uma das sondas meça a temperatura do gás na parte mais alta e a outra meça a temperatura da fase líquida na parte mais baixa. Novamente, estas temperaturas, aliadas à pressão lida pelos transdutores também instalados nos vasos, permitem que o estado termodinâmico da mistura em equilíbrio seja conhecido.



(a) Sonda utilizada para medir a temperatura no interior dos vasos

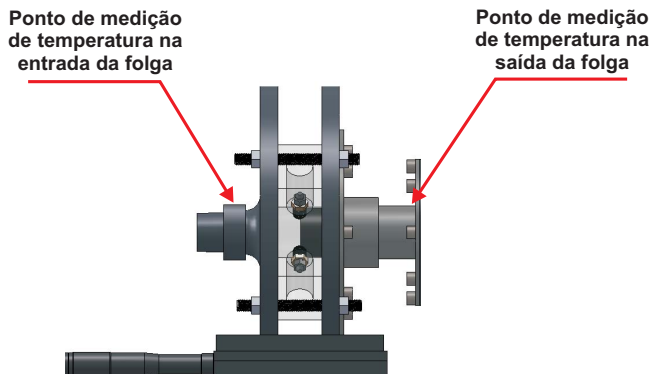


(b) Esquema de montagem das sondas nos vasos.

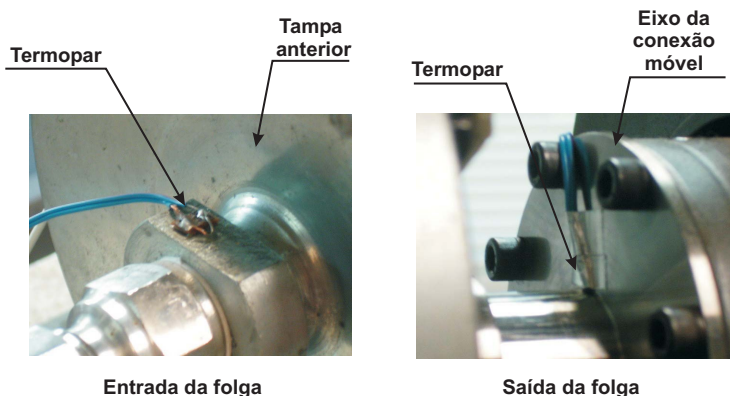
Figura 31 – Medição de temperatura nos vasos de pressão.

A temperatura da mistura que escoar pela seção de testes também é monitorada em dois locais distintos por termopares do tipo “T”, também fabricados pela Omega Engineering, como mostra o esquema da figura 32. Tal configuração permite estimar a queda de temperatura sofrida pelo escoamento na folga.

O primeiro local de medição situa-se na tampa anterior do conjunto do cilindro e tem por finalidade medir a temperatura do escoamento antes da mistura alcançar a folga, enquanto que o segundo local



(a) Locais de medição da temperatura do escoamento.



(b) Montagem dos termopares.

Figura 32 – Esquemas de medição da temperatura do escoamento na entrada e na saída da seção de teste.

se situa na base do eixo da conexão móvel entre os conjuntos do pistão e do cilindro e tem o objetivo de medir a temperatura do escoamento depois que este deixa a folga. Preferiu-se fixar os termopares nas paredes externas da tubulação à inseri-los diretamente no escoamento com a intenção de evitar qualquer perturbação adicional no escoamento, principalmente na entrada da folga. Desta forma, pode-se obter uma aproximação qualitativamente razoável da temperatura do escoamento nestas localidades levando em consideração a baixa resistência térmica das paredes em contato.

Para a medição da temperatura do escoamento na entrada da folga foi feito um orifício de 4 mm de diâmetro e 10 mm de profundidade na tampa anterior do conjunto do cilindro, como indicado na figura 32b, onde o termopar foi alojado. Esta profundidade foi calculada de modo que uma parede de cerca de 1,5 mm fosse deixada entre a ponta do termopar e o escoamento. Para a fixação do termopar no orifício foi utilizada uma cola estrutural com propriedades de isolamento térmico e elétrico que impediu o contato direto da ponta do termopar com o metal do fundo do orifício de alojamento.

O outro termopar destinado para medir a temperatura da mistura após a saída do folga foi fixado na base do eixo da conexão móvel com fita adesiva. Este ponto de localização para o termopar foi escolhido para não atrapalhar o movimento da bucha da conexão móvel. Na instalação do termopar tomou-se o cuidado de cobrir sua ponta com fita isolante para evitar o contato direto com o metal do eixo além da utilização de uma pasta térmica que evita a formação de gradientes térmicos na região de medição. A espessura da parede do eixo é de 1,75mm e, portanto, em vista da baixa resistência térmica do material do eixo, a temperatura do escoamento nesta região foi considerada como sendo a temperatura medida na superfície. Os locais onde se instalou os termopares na seção de teste foram isolados termicamente para evitar a influência da temperatura do ambiente na leitura dos termopares.

Além da medição da temperatura da mistura em diversos pontos da bancada, a temperatura da sala onde o experimento foi montado também é monitorada afim de se ter o melhor controle possível das condições ambientes, que podem ter influência significativa nos resultados das medições do escoamento da mistura. Foram instalados termopares também do tipo “T”, fabricados pela Omega Engineering, a partir do teto da sala em 3 pontos diferentes: próximo ao conjunto de vasos de alta e de baixa pressão e nas proximidades da seção de teste.

A temperatura ambiente é controlada por dois aparelhos de ar condicionado do tipo split da York com capacidade de 36.000 BTU/h posicionados um em cada canto da sala. Diferentemente de Lacerda (2000), não foi necessário incorporar o controle da temperatura da sala ao sistema de aquisição já que os aparelhos de ar condicionado possuem termostatos eletrônicos que controlam a temperatura do ambiente dentro de uma faixa de variação máxima de 1,5°C. Todos os termopares utilizados na bancada foram aferidos contra um termômetro padrão de referência e os resultados do procedimento, juntamente com o cálculo das incertezas estão no Apêndice C.

3.3.3 Medição Direta da Vazão

A vazão do escoamento é medida diretamente com um transdutor de fluxo de massa instalado na saída do VAP. O equipamento é fabricado pela Danfoss e opera segundo o princípio de Coriolis, onde o escoamento passa por um conjunto de tubos que sofrem vibração forçada em uma frequência conhecida. Como consequência desta vibração induzida, a direção do escoamento varia e gera uma força de coriolis que, por sua vez, é proporcional a vazão mássica do escoamento. O modelo do transdutor de fluxo de massa é o Mass 2100 DI6 com tubulação de 6 mm de diâmetro interno e pode medir vazões de até 1000kg/h. Acompanha ainda o transdutor um conversor de sinal modelo Mass 3000 com duas saídas analógicas de corrente e uma saída digital que faz a comunicação entre o transdutor e o sistema de controle e aquisição de dados da bancada. Além da vazão, o transdutor também mede a densidade do fluido, através do monitoramento da frequência de ressonância do tubo de medição, e a temperatura do fluido por meio de uma termoresistência do tipo PT1000.

Este modelo de transdutor com 6 mm de diâmetro interno foi originalmente instalado mas não chegou a ser utilizado por Lacerda (2000) e, segundo o autor, gera uma queda de pressão muito grande para vazões acima de 50kg/h. Isso pode provocar o desprendimento de bolhas na tubulação do transdutor, o que atrapalha a medição da vazão. Por esta razão, neste trabalho, o transdutor de fluxo será utilizado somente em situações de baixa vazão do escoamento da mistura óleo-refrigerante, no escoamento de óleo puro e nos testes de verificação da vazão estimada por um transdutor de nível instalado no VAP (equipamento este descrito na próxima sub-seção) e no cálculo da densidade da mistura obtida através de correlações disponíveis na literatura.

3.3.4 Medição Indireta da Vazão (Estimativa Através do Sensor de Nível no VAP)

Uma outra maneira adotada para a medição da vazão do escoamento, alternativa à medição direta com o transdutor de fluxo de massa, é através de um sensor instalado na parte superior do VAP destinado para medir o nível de líquido em seu interior. Este método é aqui denominado indireto, pois a vazão é estimada a partir do volume de líquido que escoar pela folga em um determinado tempo, dada pela diferença de nível marcado pelo sensor antes e depois do teste.

Seu princípio de funcionamento baseia-se no deslizamento de uma bóia magnética em uma haste vertical de 1 m de comprimento, conforme a altura do líquido no vaso varia (esquema da figura 33). A haste possui uma régua graduada com escalas de 1 cm que indica a posição da bóia através de um sinal de corrente, gerado pelo sistema eletrônico do sensor que varia linearmente com a posição. O sensor é fabricado pela Dwyler e é alimentado com uma tensão em corrente contínua de 24V e o sinal de saída é de 4 a 20mA.

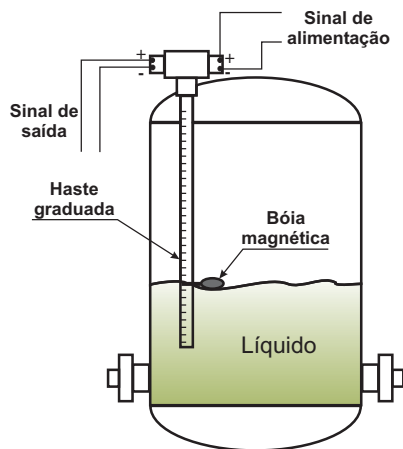


Figura 33 – Esquema ilustrativo do funcionamento do sensor de nível de líquido instalado no VAP.

A estimativa da vazão a partir da medição do nível de líquido no VAP elimina o problema gerado pela instalação do transdutor de fluxo de massa entre o VAP e a seção de teste que pode provocar o desprendimento do refrigerante da mistura antes de atingir a folga. No entanto, este método apresenta o problema da resolução da régua da haste ser de 1cm e, como o vaso possui um diâmetro muito grande (65cm), a menor variação que o sensor percebe é de aproximadamente 3,3 litros o que forcece uma incerteza de medição relativamente grande. Além do problema da resolução, a haste do sensor não chega ao fundo do reservatório, restando sempre um volume mínimo de mistura que não pode ser captado pelo sensor. Para resolver este problema, foi necessário utilizar grandes quantidades de óleo e refrigerante em altas pressões de saturação da mistura, pois quanto maior a pressão de saturação da mistura, maior a fração mássica de refrigerante dissolvido e, consequentemente, maior o volume total da mistura.

3.3.5 Sistema de Controle e Aquisição de Dados

A operação dos principais instrumentos e equipamentos da bancada é gerenciado pelo sistema de controle e aquisição de dados que é responsável pelo controle, medição e registro de todas as informações obtidas dos testes. Basicamente, o sistema de controle e aquisição é formado pelos componentes mostrados na figura 34.

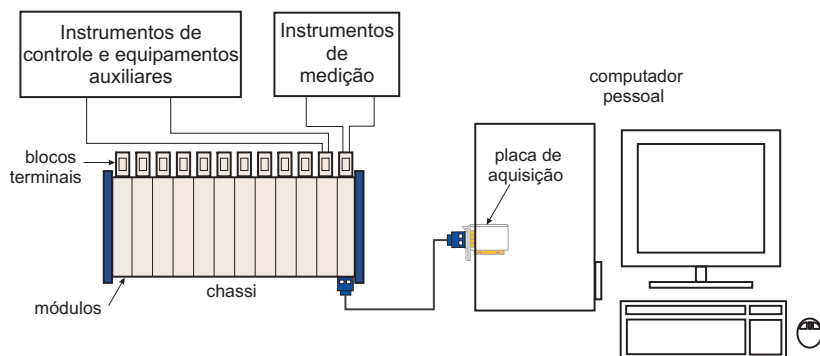


Figura 34 – Esquema básico dos componentes do sistema de controle e aquisição de dados.

Cada instrumento de medição (transdutores de pressão, termopares, fluxímetro, transdutor de nível), de controle (resistências elétricas e válvulas solenóides) e auxiliares (agitador do VAP, compressor, bomba, unidades condensadoras) é ligado aos canais de módulos de aquisição e controle dispostos em um chassi principal por meio de blocos terminais. O chassi, por sua vez, é conectado à uma placa de aquisição instalada em um computador pessoal que executa o software de programação e configuração da operação dos instrumentos da bancada.

O chassi, os módulos, os blocos terminais e a placa de aquisição são fabricados pela National Instruments. São utilizados dois módulos, um para a aquisição dos sinais de tensão e corrente dos instrumentos de medição, modelo SCXI 1102, e outro de relays de estado, modelo SCXI 1160, por onde os instrumentos de controle e os equipamentos auxiliares da bancada são acionados.

O módulo SCXI 1102 possui 32 canais diferenciais para leitura de sinais analógicos de tensão e corrente, e um canal para o sensor da temperatura da junta-fria que serve de referência para a utilização de termopares. Cada canal possui ainda um amplificador de sinal com

ganho selecionável de 1 ou 100, de modo que para o ganho de 1, o sinal de entrada de tensão varia entre -10 e 10 V e para o ganho 100, os limites do sinal de tensão estão entre -100 e 100 mV. Para a leitura de sinais de corrente, foram instalados resistores de 249 k Ω , que acompanham o módulo, nos canais de interesse, que convertem o sinal de tensão em um sinal de corrente através da leitura da queda de tensão no resistor.

O módulo SCXI 1160 é um módulo com 16 canais de relays de estado aberto/fechado que são capazes de trabalhar com correntes e tensões de entrada de até 2 A e 250 V, respectivamente. O circuito de alimentação de cada instrumento de controle e equipamento da bancada é ligado em um canal do módulo, de modo que a abertura e o fechamento dos relays realizam o controle do tipo liga/desliga do equipamento. Somente as válvulas solenóides puderam ser ligadas diretamente em série nos canais do módulo pelo fato de operarem com baixas correntes.

Os outros equipamentos que demandam correntes bem maiores, principalmente no acionamento, como é o caso do motor do agitador do VAP, das unidades condensadoras, do compressor e do motor da bomba, tiveram de ser ligadas a chaves contadoras que fazem parte do quadro elétrico da bancada, que por sua vez foram ligadas em série com os relays. Para os detalhes da instalação elétrica da bancada é referido o trabalho de Lacerda (2000). É importante também salientar que o módulo SCXI 1160 possui um sistema de isolamento dentro do chassi que evita com que as tensões e correntes elevadas com que este módulo trabalha causem interferência nos sinais de tensão e corrente do módulo SCXI 1102.

A comunicação entre os módulos e os instrumentos é feita através do bloco terminal equivalente para cada módulo, sendo que para o módulo SCXI 1102 o bloco terminal usado é o SCXI 1303 e para o módulo SCXI 1161 o bloco terminal é o SCXI 1324. O SCXI 1303 é um bloco com 32 canais que possui um termistor de alta precisão que serve como sensor de junta-fria para a medição de temperatura e um plano isotérmico de cobre para minimizar os gradientes de temperatura nos parafusos dos terminais quando os termopares são usados. Em cada canal do bloco terminal existe um conjunto de resistores conectados que auxiliam na detecção de termopares abertos através da saturação do sinal de saída do módulo.

O bloco terminal SCXI 1324 possui 16 canais que se conectam com os 16 relays do módulo SCXI 1102 e a sua arquitetura interna é preparada para operar com altas voltagens. O fabricante ainda recomenda que, para a utilização de equipamentos que operem com tensões acima

de 30 V RMS em corrente alternada e ± 60 V em corrente contínua, o bloco terminal seja devidamente aterrado para evitar o perigo de choques elétricos em seu manuseio quando o bloco terminal ainda não está conectado com o chassi.

O chassi utilizado é o de modelo SCXI 1001 com 12 slots que têm capacidade para acomodar 12 módulos, sendo que apenas dois slots são usados, fornecendo alimentação elétrica e circuitos de controle e comunicação para os módulos em um ambiente com baixo nível de ruído para o condicionamento dos sinais. Optou-se por escolher um chassi com mais slots do que os que realmente seriam usados, prevendo-se uma eventual instalação de mais instrumentos de medição e equipamentos a serem controlados na bancada. A comunicação é feita por meio de um condutor localizado no fundo do chassi onde os módulos são conectados, permitindo o tráfego de sinais, a transferência de dados, a programação dos módulos e a sincronização dos sinais entre os módulos SCXI e a placa de aquisição.

A placa de aquisição está conectada ao chassi através do módulo SCXI 1102 e, desta forma, ela controla todos os módulos, recebendo os sinais adquiridos e digitalizando-os. O modelo da placa utilizada é NI PCI 6251, uma placa multifuncional de alta velocidade, indicada para aplicações que exigem precisão superior e alta taxa de aquisição. A placa possui 24 entradas analógicas equipadas com um conversor analógico/digital com resolução de 16 bits e taxa de aquisição máxima de $1,25 \times 10^6$ amostras por segundo, 2 saídas analógicas também com 16 bits de resolução e 24 canais de entrada/saída digitais que operam a uma taxa máxima de *clock* de 10 MHz. A placa possui ainda um conjunto de amplificadores de sinal que, quando associados aos amplificadores do módulo SCXI 1102, fornecem ganhos de 1 ou 100 permitindo que se possa trabalhar com uma faixa de sinal de saída analógica da placa de 0 a 10 V (ou de -5 a 5 V), quando o ganho 1 é selecionado, e de 0 a -100 mV (ou de -50 mV a 50 mV) para o ganho 100.

O software utilizado para o controle e a aquisição de dados é o LabVIEW, versão 8.2, também desenvolvido pela National Instruments. O LabVIEW é um ambiente de programação de alto nível desenvolvido para sistemas de aquisição de dados e instrumentação baseado em uma linguagem gráfica (também chamada de linguagem G), onde a programação é realizada interconectando-se ícones gráficos em um diagrama, o qual é compilado e executado diretamente pelo processador do computador.

Este tipo de linguagem gráfica possui os mesmos conceitos e ferramentas de programação presentes na maioria das linguagens tradi-

onais baseadas em comandos textuais, porém, dispostas ao usuário de forma mais amigável e intuitiva. O fato de todo sistema de aquisição e controle ter sido fabricado pela National Instruments permite que o LabVIEW realize de maneira automática toda configuração e controle dos módulos e a comunicação destes com a placa de aquisição.

Toda tarefa de aquisição e controle em LabVIEW é programada em um *virtual instrument*, ou VI. Constituem o VI um painel frontal, que é a interface gráfica utilizada pelo usuário para a apresentação e o controle do programa durante a sua execução, e um diagrama de blocos, que contém o código fonte na forma gráfica do VI. As figuras 35 a 38 apresentam as várias abas do painel frontal do programa utilizado para a aquisição e controle de dados da bancada experimental.

Na primeira aba (figura 35) a medição e o controle dos parâmetros da bancada estão divididos em 6 grupos: medição e controle da pressão, temperatura e volume de líquido no VAP na parte inferior esquerda, medição e controle da pressão e da temperatura no VBP na parte inferior direita, medição das propriedades do escoamento na saída do VAP no canto superior esquerdo, monitoração da temperatura do ambiente da sala no canto superior direito, medições de pressão e temperatura na seção de teste na parte central inferior e na parte central superior, os comandos relativos a gravação das informações de cada teste no arquivo de saída de dados.

A figura 36 mostra a aba do painel frontal onde é feito o acionamento via comando de relays dos instrumentos auxiliares da bancada, além de também ser realizada a monitoração das tensões de alimentação dos transdutores de pressão dos vasos de pressão e da seção de teste.

A figura 37 apresenta a parte do painel frontal onde são exibidos os gráficos temporais para o acompanhamento instantâneo das propriedades medidas, e a figura 38 mostra a aba dos gráficos dos perfis de pressão longitudinais e circunferenciais resultante do pós-processamento dos dados adquiridos em cada teste.

Uma parte do diagrama de blocos com o código fonte do programa é mostrado na figura 39.

3.3.6 Equipamento para Visualização do Escoamento pela Folga

Para a visualização do escoamento pela folga pistão-cilindro, foi montado junto a seção de testes o aparato mostrado na figura 40. Constituem o aparato uma câmera de vídeo digital, o suportes para a câmera e uma fonte externa de iluminação. As imagens do escoamento foram

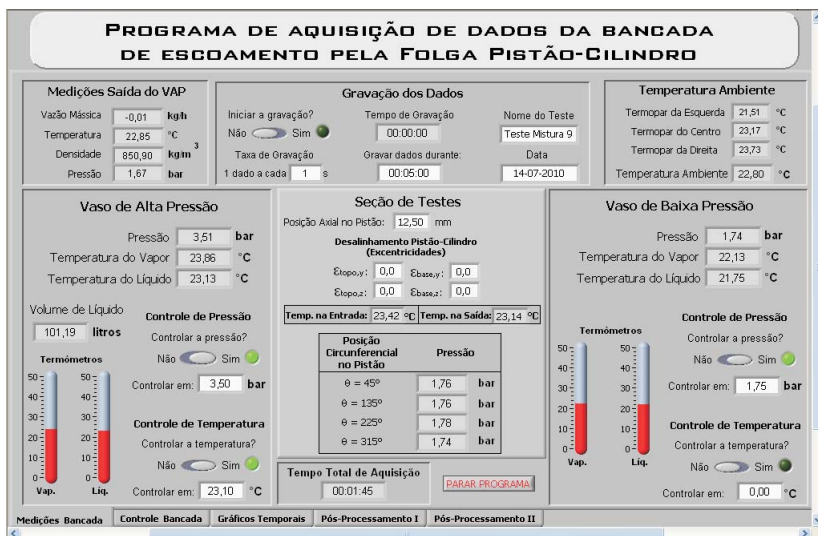


Figura 35 – Aba do painel frontal do programa de aquisição onde são gerenciadas as medições da bancada.



Figura 36 – Aba do painel frontal do programa de aquisição onde é feito o acionamento dos equipamentos da bancada.

registradas com uma câmera de alta velocidade Phantom v12.1 monocromática fabricada pela Vision Research. Esta câmera suporta até 12

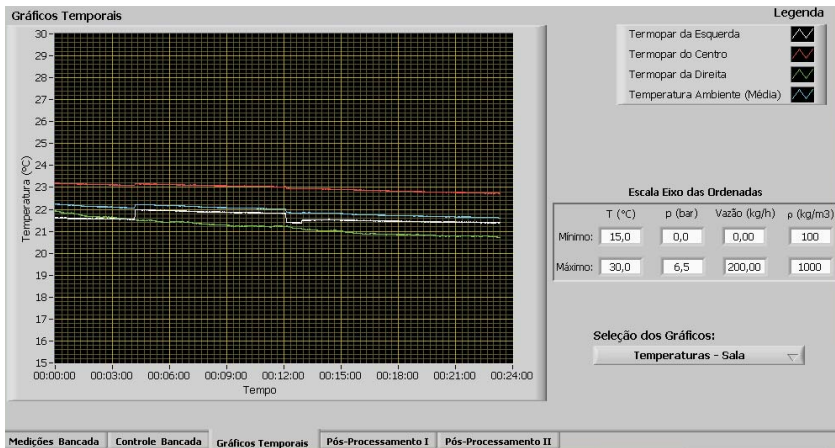


Figura 37 – Aba do painel frontal do programa de aquisição onde são exibidos os gráficos temporais.

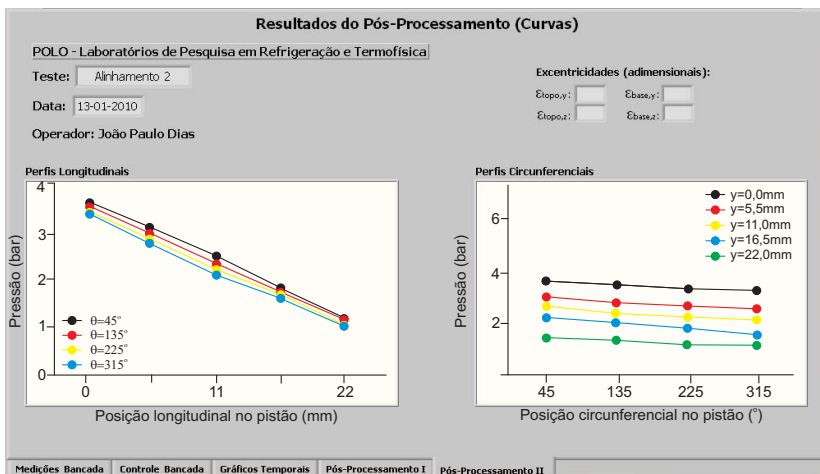


Figura 38 – Aba do painel frontal do programa de aquisição onde são exibidos os dados de pressão na folga pós-processados.

bits de profundidade de pixel, o que significa que a imagem pode ser reproduzida com 2^{12} níveis de cinza intermediários entre o branco e o preto, permitindo assim que o escoamento seja capturado com mais riqueza de detalhes. Adicionalmente, a câmera tem capacidade para ti-

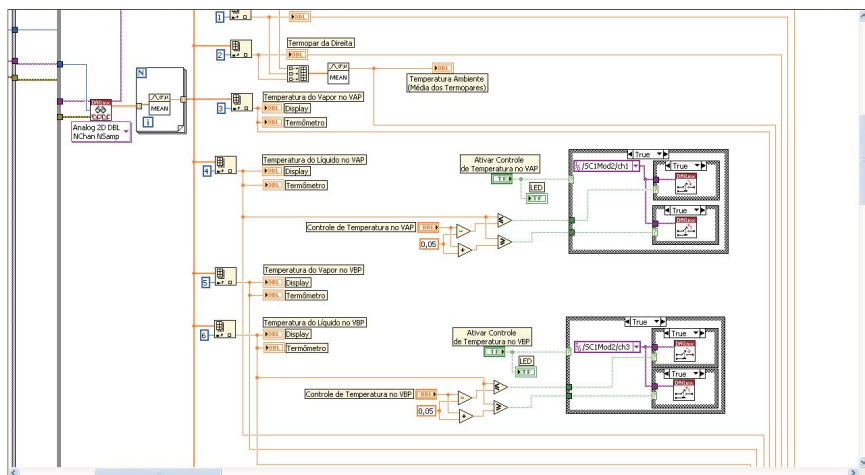


Figura 39 – Parte do diagrama de blocos do programa de aquisição.

rar mais de 3200 fotos por segundo na resolução máxima de 1280×800 pixels. Segundo os dados do fabricante, quando a resolução da imagem é diminuída a velocidade aumenta proporcionalmente, podendo chegar a 1 milhão de fotos por segundo se a resolução for ajustada para 128×8 pixels. Foram utilizadas lentes com distâncias focais de 85, 105 e 180mm acopladas em um conjunto de anéis espaçadores (ambos fabricados pela Nikon) que possibilitaram que diversos graus de aumento de imagem fossem explorados.

A câmera é montada em um suporte com altura regulável apoiado na mesa de sustentação da seção de testes para possibilitar o registro das imagens pela face superior do bloco do cilindro. Alternativamente, a câmera também pode ser montada em um tripé para posicioná-la de frente para a face frontal do bloco do cilindro.

Para a obtenção de boa qualidade de iluminação nos experimentos, foi utilizada uma constelação de LEDs como fonte externa de iluminação direta, que produz uma luz intensa e pulsátil em uma frequência compatível com a velocidade de aquisição de imagens da câmera. O funcionamento da câmera e da fonte de iluminação é controlado por computador conforme mostrado no esquema da figura 41. As imagens captadas pela câmera são enviadas diretamente a uma placa de aquisição de imagens instalada no computador que acompanha a câmera. A constelação de LEDs e a câmera são ligados a um *timer box* que tem a função de sincronizar a emissão dos pulsos luminosos dos

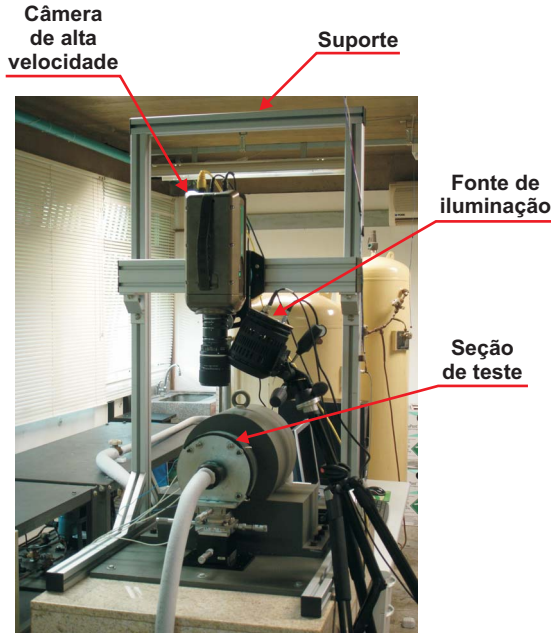


Figura 40 – Aparato montado para a visualização do escoamento pela folga pistão-cilindro.

LEDs no exato momento em que o obturador da câmera está aberto, fazendo assim com que a iluminação para fotos em alta velocidade seja feita de maneira eficiente. O sinal de sincronização é enviado pela placa de aquisição de imagens, que é controlada pelo software Dynamic Studio (fornecido pela Dantec Dynamics), que além da sincronização, gerencia também a aquisição e o processamento das imagens registradas pela câmera.

3.4 ANÁLISE ESTRUTURAL DOS CONJUNTOS DO PISTÃO E DO CILINDRO

A pressão do escoamento que incide na folga gera forças que provocam deformações nos componentes do conjunto do pistão (suporte, haste e pistão) e do conjunto do cilindro (bloco do cilindro, tampas e plataformas de deslocamento micrométrico). Estas forças são causadas principalmente pela pressão do fluido no topo do pistão e pela distri-

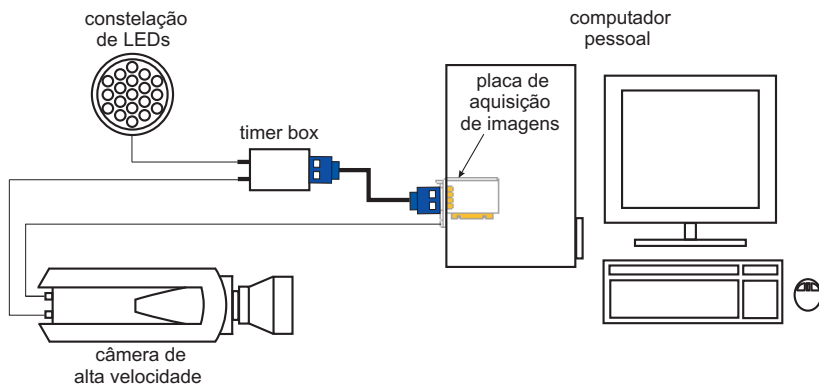


Figura 41 – Esquema da montagem dos equipamentos para a visualização do escoamento pela folga pistão-cilindro.

buição irregular de pressão na folga, ocasionada pelo desalinhamento entre o pistão e o cilindro. Por esta razão, o conhecimento dos níveis de deformação dos conjuntos do pistão e do cilindro se faz necessário para se ter uma idéia das folgas que poderão ser utilizadas na bancada de modo que as deformações não causem grandes variações no seu valor.

3.4.1 Análise do Conjunto do Pistão

A rigidez do conjunto do pistão é representada pelos deslocamentos e deformações do pistão, da haste e do suporte nas direções X , Y e Z , em razão dos esforços atuantes na superfície do pistão nestas mesmas direções, como ilustra a figura 42. Como os níveis de deformações do conjunto devem ser da ordem de poucos micrometros, espera-se que as forças aplicadas produzam apenas deformações de natureza elástica. Considera-se como atuantes no conjunto do pistão as forças devido à pressão no topo do pistão na direção Z (F_Z), e as forças transversais hidrodinâmicas do escoamento nas direções X e Y (F_X e F_Y).

Para o cálculo das deformações do conjunto foi utilizado o software comercial COSMOSWorks®, um pacote da plataforma CAD SolidWorks® destinado à análise de estruturas. Este software utiliza um modelo 3D baseado em elementos finitos para o cálculo das tensões e de deformações do conjunto, tendo como dados de entrada as características geométricas, os esforços atuantes, as propriedades dos materiais e as restrições quanto à mobilidade do conjunto.

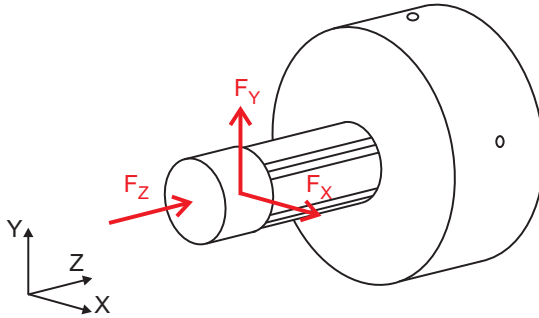


Figura 42 – Forças atuantes no conjunto do pistão.

A pressão do fluido em escoamento gera as forças que atuam no conjunto. Por isso, por razões práticas, serão consideradas as forças resultantes da aplicação de uma pressão de 10 bar tanto na área do topo do pistão como na área que envolve metade da circunferência do pistão nas direções X e Y . A figura 43 mostra um esquema das pressões aplicadas nas faces do pistão que geram as forças que deformam o conjunto. O valor da pressão aplicada de 10 bar é cerca de duas vezes maior do que as pressões de trabalho que serão utilizadas na bancada.

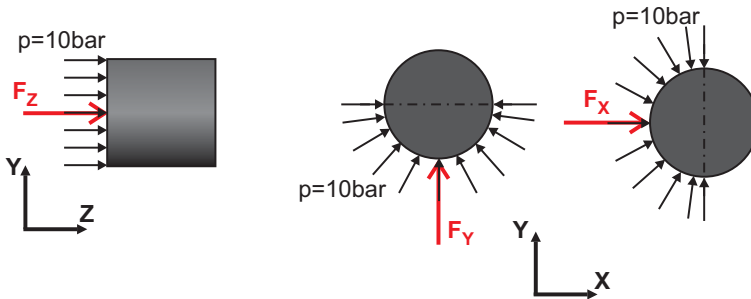


Figura 43 – Pressão aplicada nas faces do pistão que geram as forças que deformam o conjunto.

As simulações foram realizadas a partir da condição de engaste da base do suporte, que inibe qualquer movimento da base do suporte em todas as direções. As propriedades físicas e mecânicas dos materiais do conjunto são as mesmas descritas na tabela 1. A malha utilizada é composta por elementos triangulares gerada automaticamente pelo próprio software de análise estrutural, com um total de 215.853 pontos

nodais. A figura 44 apresenta os resultados das deformações transversais nas direções *X* e *Y* das simulações para os dados geométricos do conjunto do pistão listados na tabela 4.

Tabela 4 – Dados geométricos do conjunto do pistão utilizados na análise estrutural

| | |
|--------------------------------------|------------|
| Diâmetro do pistão [mm] | 34 |
| Comprimento do pistão [mm] | 24 |
| Diâmetro da haste [mm] | 30 |
| Comprimento da haste [mm] | 40 |
| Dimensões das ranhuras da haste [mm] | 4,5×4,5×70 |
| Altura do suporte [mm] | 375 |
| Comprimento do suporte [mm] | 250 |
| Largura do suporte [mm] | 400 |
| Dimensões da base do suporte [mm] | 500×250×22 |

Os resultados mostram níveis de deslocamentos radiais do pistão inferiores a 10 μm . A deformações são praticamente iguais nas duas direções, em razão da simetria radial das geometrias da haste e do pistão. Nota-se, também, que a maior parte das deformações que provocam o deslocamento do pistão se concentram na haste, já o suporte praticamente não se deforma em virtude da rigidez resultante do seu grande volume em relação aos outros componentes do conjunto.

Observa-se, também, que os deslocamentos máximos estão localizados nas bordas do topo do pistão, devido ao efeito de compressão do material do pistão em razão da pressão aplicada no topo. No entanto, o fator que possibilitou que as deformações do conjunto do pistão se mantivessem nos níveis apresentados foi a utilização de um metal duro de alto módulo de elasticidade para haste. Simulações com material da haste sendo constituído do mesmo aço do suporte apresentaram níveis de deformação cerca de 3 vezes maiores em relação ao da haste feita de carboneto de tungstênio.

3.4.2 Análise do Conjunto do Cilindro

As deformações e deslocamentos no conjunto do cilindro são analisadas no projeto em duas etapas distintas. A primeira etapa analisa as deformações do cilindro diante da aplicação de uma pressão interna de valor constante, enquanto que a segunda etapa verifica os deslocamentos do conjunto causado pela aplicação de uma força transversal ao

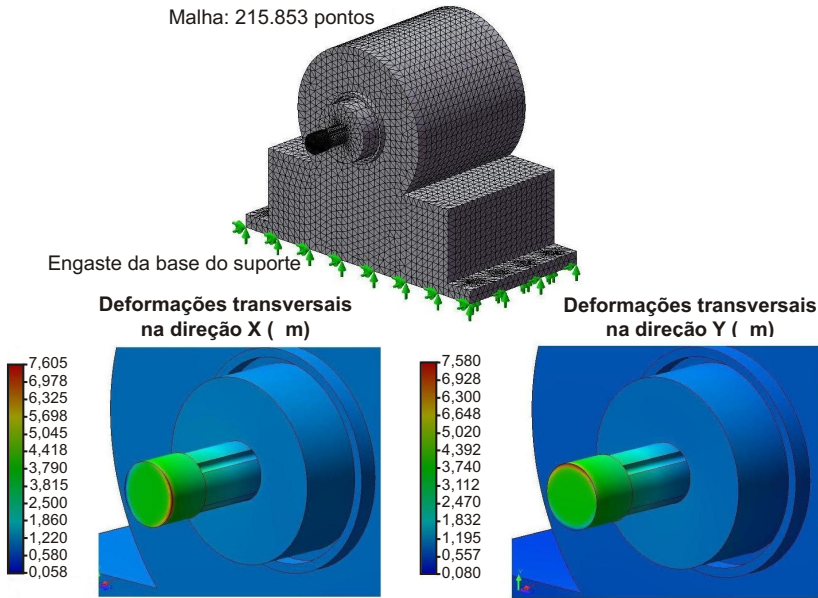


Figura 44 – Malha utilizada e níveis de deformação do conjunto do pistão nas direções X e Y das simulações realizadas com $p=10$ bar.

eixo do cilindro. Ambas as análises visam prever as variações dimensionais da folga que podem ser causadas pelas deformações elásticas provocadas pelo escoamento, tanto nas paredes internas do bloco do cilindro como no conjunto inteiro.

O procedimento de análise da deformação estrutural do conjunto do cilindro é o mesmo utilizado para analisar a estrutura do conjunto do pistão. Na primeira etapa da análise, foi considerada a aplicação de uma pressão interna no bloco do cilindro constante igual a 10 bar, condição de imobilidade nas extremidades do bloco do cilindro e uma malha computacional com 179.000 pontos nodais. A figura 45 apresenta os resultados do campo de deformações do bloco do cilindro para os dois tipos de materiais citados na tabela 2.

Observa-se dos resultados da figura 45 que as deformações máximas, localizadas na região dos orifícios de tomada de pressão, foram cerca de 30 vezes maiores na simulação feita com o bloco de acrílico do que com o bloco de vidro. Ainda assim, a utilização do vidro esbarra na sua baixa usinabilidade e no maior risco de rompimento das paredes do bloco do cilindro por fadiga devido as sucessivas variações de pressão

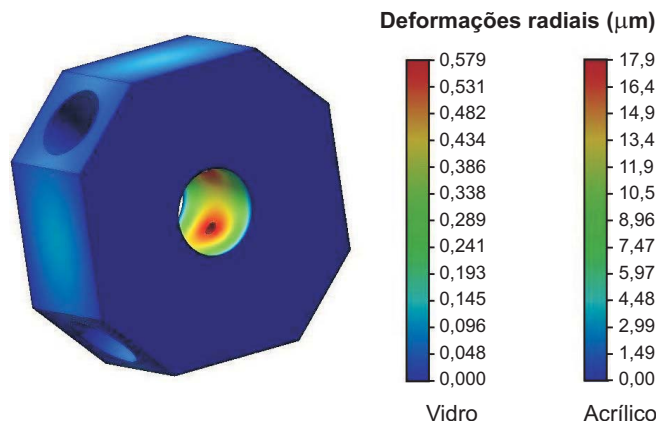


Figura 45 – Níveis de deformações do bloco do cilindro diante da aplicação de uma pressão interna de 10 bar para diferentes materiais.

que a seção de teste está sujeita durante os testes. Por estas razões, o material mais adequado para a fabricação do bloco do cilindro é o acrílico. Adicionalmente, a espessura da parede do cilindro foi propositalmente super dimensionada (45 mm) para resistir as pressões de operação da bancada.

A segunda análise visa caracterizar a rigidez estrutural de todo conjunto do cilindro, que inclui as plataformas móveis, adaptadores, as tampas e o próprio bloco do cilindro diante da aplicação de uma força transversal ao eixo do cilindro que aponta para a direção X. A natureza desta força é a mesma da força transversal aplicada no pistão, sendo resultante da pressão de 10 bar que age na metade da circunferência do cilindro nesta direção. Para fins de cálculo, as propriedades do material das plataformas e dos adaptadores são as mesmas do aço AISI 1045 utilizado nas simulações. Além disso, os detalhes da geometria destes componentes, bem como das uniões entre os componentes feitas por parafusos, foram eliminados para facilitar a geração da malha e cálculo estrutural do modelo. Os resultados para as deformações do conjunto do cilindro são mostrados na figura 46 e indicam que os deslocamentos radiais das paredes internas do cilindro situaram-se entre 10 e 14 μm .

A partir desta análise, pode-se concluir, que, para que as deformações máximas dos conjuntos do pistão e do cilindro se mantenham em um patamar apropriado para a medição das propriedades do escoamento, o mínimo valor de folga nominal entre o pistão e o cilindro deve se situar entre 100 e 150 μm .

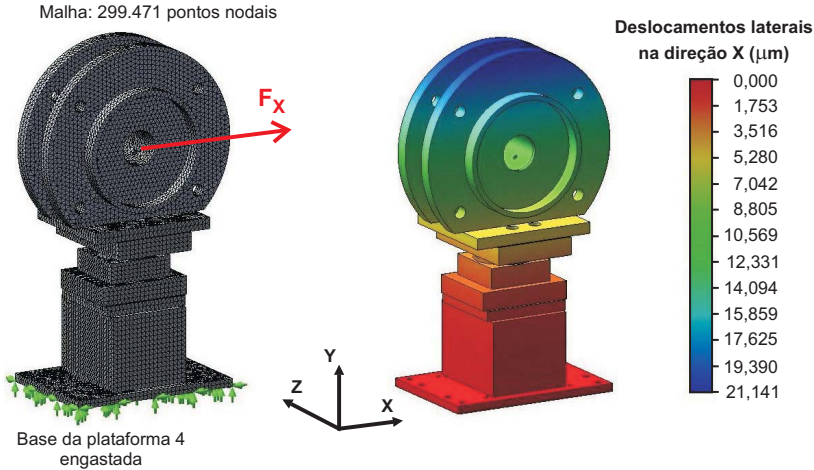


Figura 46 – Malha e níveis de deslocamento do conjunto do cilindro diante de uma força resultante da aplicação de $p=10$ bar na metade da circunferência do cilindro.

3.5 MONTAGEM E PRÉ-CENTRALIZAÇÃO DO PISTÃO NA SEÇÃO DE TESTE

A montagem da seção de testes envolveu a fixação das peças dos conjuntos do pistão e do cilindro em uma sequência específica como mostra o esquema da figura 47. Com a haste e o pistão montados no suporte de um lado e as mesas do sistema de posicionamento do cilindro pré-fixadas do outro, a sequência de montagem começa pelo eixo da conexão móvel que é fixado ao suporte do pistão. Logo em seguida, a bucha da conexão móvel com a gaxeta de vedação devidamente alojada é encaixada no eixo. É necessária a passagem de um pouco de óleo na superfície externa do eixo a fim de facilitar a passagem da bucha sem que as abas da gaxeta sofram dano. Na sequência, a tampa posterior é aparafusada na base flangeada da bucha da conexão móvel e em seguida no adaptador da plataforma 1 por parafusos roscados de baixo para cima.

O bloco do cilindro é posicionado então no rebaixo da tampa anterior com o pistão no interior do seu orifício. O rebaixo foi usinado de modo a acomodar o bloco do cilindro com certa margem de folga, o que permite a mobilidade do bloco que ajuda na pré-centralização entre o pistão e o cilindro na montagem da seção de teste. Para a pré-

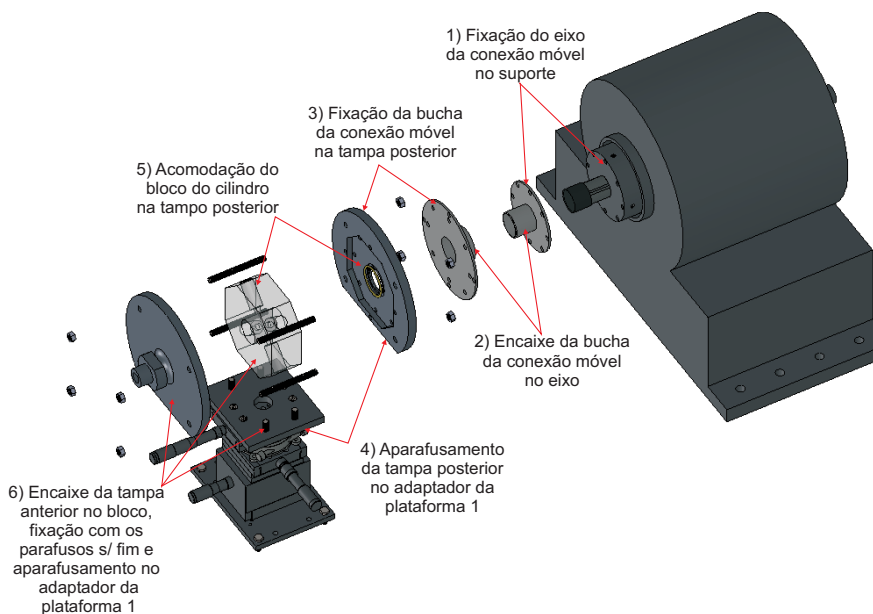


Figura 47 – Sequência de montagem dos componentes na seção de teste.

centralização foram utilizados calibres de folga entre o pistão e o cilindro como mostra o esquema da figura 48. Os calibres de folga são cilindros usinados em aço inox com espessura de parede que lhes conferem um diâmetro externo entre 0,5 e 1% menor do que o diâmetro do cilindro e um diâmetro interno entre 0,5 e 1% maior do que o diâmetro do pistão. Para esta função, os calibres de folga tiveram de ser usinados com qualidade de acabamento superficial superior e menores erros de circularidade e cilindridade em relação ao pistão e ao cilindro.

O posicionamento do calibre de folga mostrado na figura 48 tem a função de reduzir os desalinhamentos, principalmente de atravessamento entre o pistão e cilindro, na montagem da seção de teste. Assim que o calibre de folga é posicionado, o bloco do cilindro é movimentado no espaço do rasgo da tampa posterior até que o calibre consiga ser retirado da folga com uma mínima resistência. Em seguida, grampos especiais são utilizados para prender o bloco do cilindro pelos orifícios de acesso aos sensores de pressão na tampa posterior. Com o bloco preso, a tampa anterior é então cuidadosamente posicionada junto ao bloco e os parafuso sem fim que atravessam as tampas colocados e

apertados. Um torquímetro foi utilizado para ajustar o torque nas porcas dos quatro parafusos sem fim para que a posição do bloco variasse o mínimo possível a partir da posição determinada pelo calibre. Por último, os parafusos que fixam a tampa anterior no adaptador das mesas do sistema de posicionamento do cilindro são colocados e apertados de baixo para cima.

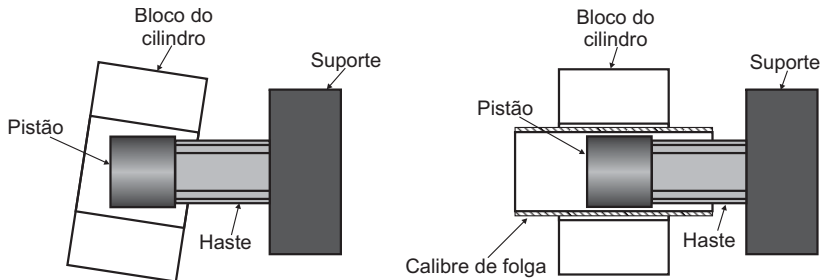


Figura 48 – Utilização de calibres com a intenção de minimizar os desalinhamentos entre o pistão e o cilindro na montagem da seção de teste.

3.6 POTENCIALIDADES E LIMITAÇÕES DA BANCADA

Este capítulo apresentou o procedimento de construção e montagem da bancada contruída para estudar o escoamento da mistura óleo-refrigerante pela geometria da folga pistão-cilindro de compressores alternativos de refrigeração. A caracterização experimental do escoamento consiste na medição de algumas propriedades globais da mistura na folga como distribuição de pressão, queda de temperatura e vazão para várias condições de teste. Complementando a análise experimental, um equipamento de filmagem em alta velocidade também é utilizado para que a caracterização visual do escoamento pela folga também fosse realizada.

A montagem da seção de teste sobre um conjunto de plataformas móveis acionadas por micrômetros possibilita que o escoamento na folga possa ser estudado sob diferentes graus de desalinhamento entre o pistão e o cilindro. Além disso, este mesmo sistema de posicionamento permite que a pressão do escoamento possa ser medida em várias posições, tanto circunferencial como longitudinal ao longo da folga, através de um procedimento de varredura realizado pela aci-

onamento de um micrômetro. A dimensão dos sensores de pressão, e a maneira como foram distribuídos e instalados no bloco do cilindro, também permitem que as leituras da pressão do escoamento sejam feitas de maneira minimamente intrusiva.

Entre as limitações da bancada estão algumas que têm origem na adaptação da seção de teste projetada na bancada existente que foi utilizada por Lacerda (2000). Entre elas está a indisponibilidade de um sistema de controle de pressão e temperatura nos reservatórios de pressão de modo que o gás no RAP pudesse ser armazenado a pressões mais altas. Isso impossibilita a realização de testes com a mistura para diferenças de pressão entre o VAP e o VBP mais altas. Outras limitações estão na dimensão da folga entre o pistão e o cilindro com a qual se pode trabalhar na seção de teste, e no próprio controle dimensional da folga. Estes problemas surgem em vista de dificuldades técnicas e tecnológicas na fabricação dos componentes da seção de teste dentro de padrões de erros máximos relativos à dimensão da folga. Os resultados experimentais a serem apresentados no próximo capítulo discutirão com mais detalhes as dificuldades encontradas em se obter controle dos parâmetros dimensionais da folga para folgas nominais entre o pistão e o cilindro da ordem de $100\mu\text{m}$.

4 VALIDAÇÃO DA BANCADA E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Este capítulo é dedicado a apresentação dos resultados experimentais obtidos com a bancada de escoamento pela folga pistão-cilindro. A apresentação de tais resultados é feita em 3 etapas. Na primeira etapa, foi realizada uma série de testes preliminares com o intuito de conferir a centralização entre o pistão e o cilindro na seção de teste. Tais testes foram feitos a partir da medição dos perfis de pressão para o escoamento de óleo puro pela folga. Por se tratar de uma estimativa que envolve a determinação indireta da distância entre duas superfícies, as incertezas oriundas desta metodologia são apresentadas e discutidas. Na segunda etapa, o refrigerante é adicionado no óleo e as propriedades do escoamento são caracterizadas através da medição da pressão, temperatura e vazão do escoamento. Por último, na terceira etapa, serão apresentados os resultados de visualização dos padrões resultantes da interação entre o óleo e o refrigerante em razão do desprendimento do refrigerante na folga.

4.1 CENTRALIZAÇÃO DO PISTÃO NO CILINDRO ATRAVÉS DO ESCOAMENTO MONOFÁSICO PELA FOLGA

4.1.1 Introdução

Antes da realização de qualquer teste com a mistura, é necessário conhecer a posição relativa entre o pistão e o cilindro, para a determinação da área transversal do escoamento. O conhecimento da área de seção transversal do escoamento ao longo de toda folga é importante tendo em vista que este parâmetro pode ter influência significativa no comportamento do escoamento. Uma maneira de se determinar com razoável precisão o posicionamento entre o pistão e o cilindro é definindo inicialmente uma posição de alinhamento, de modo que as superfícies do topo e da base do pistão permaneçam concêntricas em relação ao cilindro. Obviamente, por causa das imperfeições geométricas do pistão e do cilindro, que não são perfeitamente cilíndricos, o alinhamento resultante deste procedimento é apenas uma aproximação. Por razões que envolvem desde custos até a inconveniência de se inserir mais um instrumento que cause perturbações no escoamento, optou-se por não utilizar nenhum tipo de instrumento que possibilitasse a medição direta

do afastamento entre as superfícies do pistão e do cilindro na construção da bancada. Por essa razão, o que irá definir a qualidade da aproximação para a obtenção do alinhamento entre o pistão e o cilindro é a medição dos perfis longitudinais e circunferenciais da pressão de um escoamento monofásico ao longo da folga. A figura 49 apresenta um esquema ilustrativo do comportamento do campo de pressão de um escoamento monofásico pela folga da seção de teste da bancada onde o pistão e o cilindro estão perfeitamente alinhados.

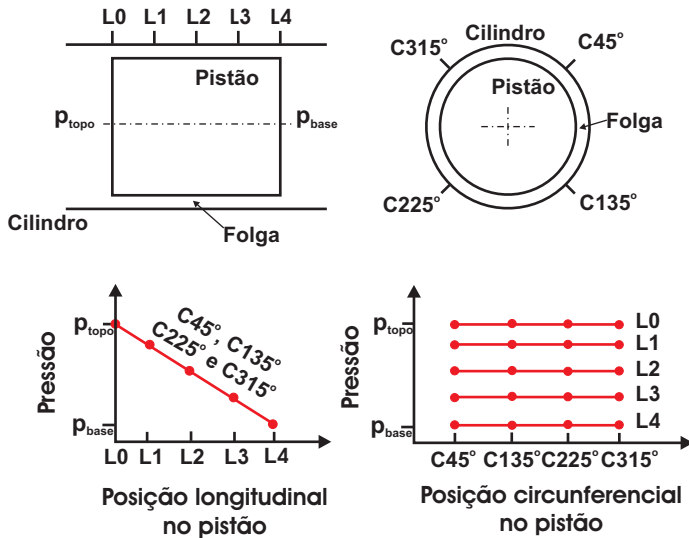


Figura 49 – Esquema ilustrativo do comportamento de um escoamento monofásico na folga pistão-cilindro em situação de alinhamento perfeito.

Se fosse possível promover um alinhamento perfeito entre o pistão e o cilindro da seção de teste da bancada, a espessura da folga e, consequentemente, a área transversal do escoamento, seria uniforme ao longo de todo comprimento da folga. Teoricamente, isso significa que, na ausência de qualquer mudança de fase do escoamento plenamente desenvolvido e em regime permanente de um fluido que se comporta como Newtoniano, a pressão cai longitudinalmente a uma mesma taxa constante em qualquer posição circunferencial do escoamento. A figura 49 mostra exatamente a mesma variação de pressão de uma posição longitudinal L para a seguinte, o que resulta em um perfil de pressão linear do topo até a base para as quatro posições circunferenciais C45°,

C135°, C225° e C315°. Ao mesmo tempo, a pressão é circunferencialmente uniforme em qualquer posição longitudinal quando o pistão e o cilindro estão perfeitamente alinhados.

Dessa forma, é possível obter o alinhamento aproximado entre o pistão e o cilindro de modo que os perfis longitudinais entre o pistão e o cilindro fiquem o mais próximo possível dos perfis ideais da figura 49. Este procedimento é feito por tentativa e erro, onde em cada teste, mede-se a pressão do escoamento nos quatro transdutores instalados no bloco do cilindro para diferentes posições longitudinais do pistão. O valor medido do campo de pressão indica um posicionamento relativo entre o pistão e o cilindro, e com isso os atuadores das plataformas de deslocamento micrométrico são acionados para a movimentação do cilindro para a correção da sua posição em direção ao centro do pistão. As figuras 50 e 51 mostram duas configurações exemplo do que os sensores de pressão podem indicar no caso de dois tipos diferentes de desalinhamento entre o pistão e o cilindro.

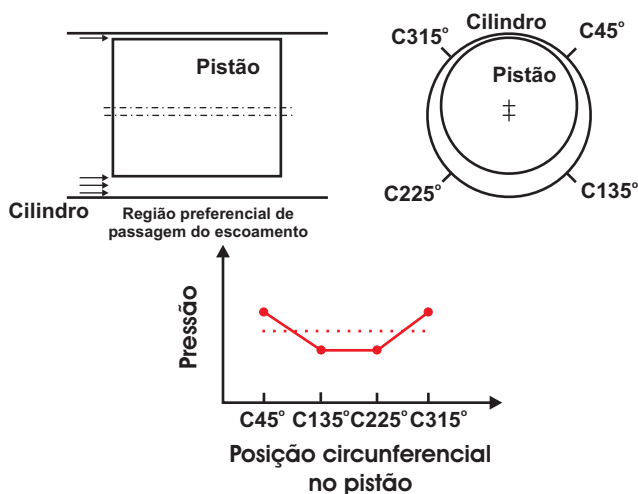


Figura 50 – Esquema ilustrativo do comportamento de um escoamento monofásico na folga pistão-cilindro na primeira configuração de desalinhamento.

Na primeira configuração, retratada na figura 50, os eixos do pistão e do cilindro se encontram paralelamente desalinhados. Nesta configuração, os sensores localizados na região da folga máxima tendem a marcar valores de pressão mais baixos em relação aos sensores posicio-

nados na região de folga mínima, uma vez que ao provocar um aumento da resistência ao escoamento na região de folga mínima, a maior parte do fluido que entra na folga tende a passar pela região de folga máxima a uma velocidade maior, gerando um gradiente de pressão maior. A diferença entre a pressão marcada por estes transdutores, seja em qualquer posição longitudinal da folga, fornece então uma pista de para onde a plataforma de deslocamento correspondente deve ser acionada a fim de se corrigir o posicionamento.

Analogamente, a ocorrência do segundo tipo de desalinhamento, onde o pistão se encontra atravessado no cilindro (figura 51), indica a presença de gradientes de pressão não-uniformes ao longo da direção longitudinal na folga, em razão da variação da área, de escoamento nesta direção, além, também, de gradientes na direção circunferencial. Este posicionamento gera perfis de pressão ao longo da direção longitudinal do pistão que se desviam do perfil reto que existiria se houvesse alinhamento perfeito entre o pistão e o cilindro.

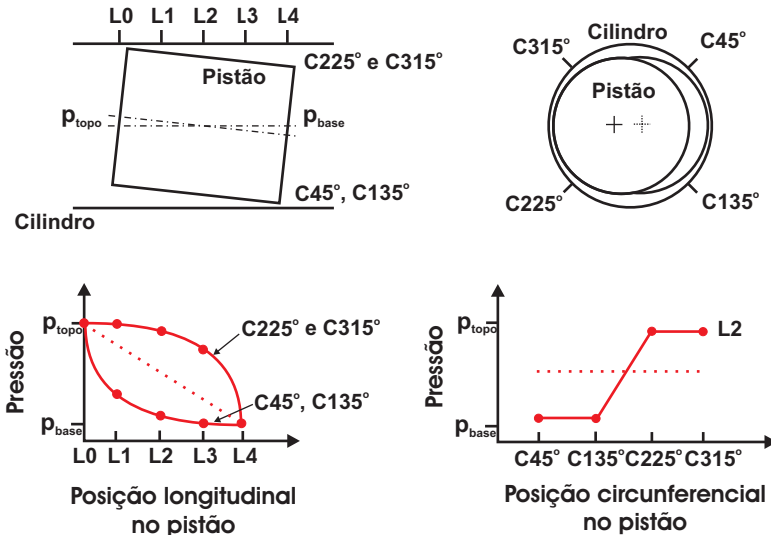


Figura 51 – Esquema ilustrativo do comportamento de um escoamento monofásico na folga pistão-cilindro na segunda configuração de desalinhamento.

Na maioria das vezes, a combinação dos dois alinhamentos está presente na seção de teste, o que acaba tornando a sua correção uma tarefa difícil. Ainda, a análise dos perfis circunferenciais de pressão

do escoamento podem apontar a existência tanto do primeiro como do segundo tipo de desalinhamento e a diferenciação entre um e outro depende da inspeção de outras posições longitudinais no pistão. Outro inconveniente desta metodologia é que as incertezas relativas ao processo de centralização acabam se limitando às incertezas do processo de medição de pressão do escoamento, ao invés das próprias incertezas dimensionais da folga. Para folgas muito pequenas, onde as imperfeições dimensionais das superfícies do pistão e do cilindro (rugosidade, desvios de circularidade e cilindridade) são muito próximas da espessura da própria folga, a medição dos perfis de pressão pode ficar comprometida de modo que a obtenção do padrão que indique o alinhamento pode não ser obtido.

4.1.2 Cálculo dos Perfis de Pressão Teóricos para o Alinhamento

A referência para o alinhamento entre o pistão e o cilindro na seção de teste é obtida de estimativas teóricas da queda de pressão constante na direção longitudinal e do perfil de pressão uniforme na direção circunferencial para um escoamento monofásico, laminar, plenamente desenvolvido, isotérmico e em regime permanente pela folga. Estas estimativas permitem assegurar que quaisquer desvios nos perfis de pressão medidos no escoamento em relação calculados teoricamente sejam caracterizados como desalinhamentos presentes, que são devidamente corrigidos.

A queda de pressão longitudinal para a posição de alinhamento entre o pistão e o cilindro pode ser estimada aproximando o escoamento pela folga para um escoamento plenamente desenvolvido entre duas placas planas paralelas como mostra a figura 52. Tal aproximação é razoável em vista da espessura da folga ser da ordem de 300 a 500 vezes menor do que o diâmetro do pistão. Na figura 52, a distância c entre as placas equivale ao valor nominal da folga entre o pistão o cilindro.

Supondo que a vazão do escoamento, \dot{m} , é uniformemente distribuída ao longo de toda circunferência da folga, a queda de pressão constante do escoamento para qualquer posição circunferencial pode ser calculada através da seguinte relação analítica (BEJAN, 1984),

$$\left. \frac{dp}{dz} \right|_{teo} = -\frac{12\mu\dot{m}'}{\rho c^3} \quad (4.1)$$

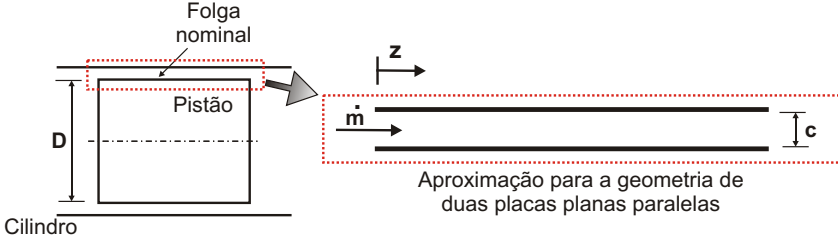


Figura 52 – Aproximação da geometria do escoamento longitudinal pela folga pistão-cilindro para duas placas planas paralelas.

onde ρ e μ são a densidade e a viscosidade do fluido e \dot{m}' é a vazão do escoamento por unidade de comprimento circunferencial do pistão dada por,

$$\dot{m}' = \frac{\dot{m}}{\pi D} \quad (4.2)$$

e D é o diâmetro do pistão.

A queda de pressão uniforme teórica calculada pela eq. (4.1) é comparada com a medição direta da queda de pressão longitudinal do escoamento, e o quanto este valor se diferencia do seu valor teórico correspondente dá uma idéia do desalinhamento por atravessamento presente entre o pistão e o cilindro. Como a obtenção da queda de pressão teórica depende da medição direta de parâmetros geométricos da seção de teste, e de outras propriedades do escoamento (vazão, densidade e a temperatura para a determinação da viscosidade), considera-se que a incerteza relacionada a esta estimativa é função somente das incertezas dos parâmetros medidos experimentalmente, cujo procedimento de cálculo está descrito no Apêndice C. Adicionalmente, as incertezas da medição direta da pressão do escoamento também são utilizadas na análise e a sua obtenção também está detalhada no Apêndice C.

Da mesma forma, a distribuição de pressão circunferencial uniforme pode ser obtida teoricamente e utilizada como uma referência para o alinhamento através da média das pressão medidas pelos quatro sensores em uma determinada posição longitudinal da folga sendo,

$$p_{teo}(z) = \frac{p_{45}(z) + p_{135}(z) + p_{225}(z) + p_{315}(z)}{4} \quad (4.3)$$

Quanto menos dispersos estiverem os valores de pressão medidos

pelos sensores (levando em consideração a incerteza de medição em cada sensor) para uma determinada posição longitudinal em relação ao valor médio calculado pela eq. (4.3), mais alinhados estão o pistão e o cilindro. É importante frisar também que o cálculo desta média possui uma incerteza intrínseca dada pelo desvio padrão da média que, no entanto, não será utilizada nesta comparação por geralmente ter sido menor do que a incerteza de medição dos sensores de pressão.

4.1.3 Procedimento de Teste

O fluido utilizado nos testes de alinhamento é o óleo sintético poli-ol éster EMKARATE RL10H puro, sem fluido refrigerante dissolvido, para assegurar a presença de um escoamento monofásico pela seção de teste. A preparação dos testes consistia no armazenamento de aproximadamente 150 litros de óleo no VAP sob condições controladas de pressão e temperatura.

Antes da introdução do óleo no VAP, tomou-se o cuidado de limpar toda a bancada com refrigerante R-141b (menos o bloco do cilindro da seção de teste, pois este refrigerante reage quimicamente com o acrílico), para eliminar todo e qualquer tipo de impureza. Na sequência, a bancada toda foi evacuada até uma pressão de aproximadamente 0,03 mbar e em seguida o óleo foi introduzido no VAP movido naturalmente pela diferença entre a pressão atmosférica e a pressão de vácuo no VAP. Após a adição do óleo, o VAP foi evacuado várias vezes para poder eliminar qualquer traço de umidade e gases residuais presentes no óleo.

Como o escoamento é induzido pela diferença de pressão entre o VAP e o VBP, o óleo no interior do VAP foi pressurizado com gás nitrogênio. As principais razões para a utilização de nitrogênio, ao invés do ar atmosférico, por exemplo, é o fato deste gás possuir solubilidade muito pequena no óleo e também devido à alta capacidade deste óleo em absorver umidade do ar atmosférico. A pressão no lado de baixa pressão também foi mantida e controlada com nitrogênio previamente injetado no VBP.

Após a preparação do óleo no VAP, as válvulas manuais localizadas antes e depois da seção de teste eram abertas e o óleo escoava pela folga. A compensação da queda da pressão no VAP devido à saída do óleo foi feita através do próprio cilindro de armazenagem do nitrogênio conectado diretamente na válvula de serviço entre o VAP e o RAP, dispensando assim o uso do RAP para controlar a pressão no VAP. Do

lado de baixa pressão, quando o volume do VBP aumentava, o excesso de nitrogênio era descarregado no RBP para manter a pressão no VBP controlada. No entanto, como não havia meios de retornar o nitrogênio para o RAP, o gás tinha de ser descartado para a atmosfera.

Os testes de alinhamento foram feitos com a seção de teste montada com dois pistões de diferentes diâmetros que resultavam em dois diferentes valores de folgas nominais entre o pistão e o cilindro. Os diâmetros e comprimentos do cilindro e dos pistões foram medidos em uma máquina de medir por coordenadas com apalpadores do tipo esférico no Laboratório de Metrologia da Universidade Federal de Santa Catarina. A tabela 5 mostra os valores medidos dos parâmetros geométricos do cilindro, dos pistões e das folgas radiais nominais acompanhados de suas respectivas incertezas de medição. Detalhes sobre os procedimentos de medição e do cálculo das incertezas destes componentes estão descritos no Apêndice C.

Tabela 5 – Valores medidos dos parâmetros geométricos do cilindro e dos pistões.

| Componente | Diam. [mm] | Comp. [mm] | Folga [μ m] |
|------------|--------------------|--------------------|------------------|
| Cilindro | $35,011 \pm 0,058$ | - | - |
| Pistão 1 | $34,072 \pm 0,042$ | $23,942 \pm 0,024$ | 470 ± 50 |
| Pistão 2 | $34,810 \pm 0,062$ | $24,077 \pm 0,037$ | 100 ± 60 |

Para as duas folgas definidas para a seção de teste, foram realizados testes para vários níveis de diferença de pressão entre o VAP e o VBP, sempre variando a pressão no VAP e mantendo a pressão no VBP inalterada. O procedimento de alinhamento era realizado para a menor diferença de pressão nos vasos e, então, a pressão no VAP era aumentada para verificar como as forças de ação do escoamento tinham influência nas deformações estruturais da seção de teste. Como mencionado no capítulo anterior, a magnitude destas deformações não pode chegar a tal ponto que cause variações significativas na espessura da folga.

O procedimento de cada teste de alinhamento entre o pistão e o cilindro seguia a seguinte sequência:

1. Primeiramente, os sensores de pressão da seção de teste eram posicionados na base do pistão e o escoamento era incidido pela folga por cerca de 1 minuto até se estabilizar;
2. Em seguida, os dados medidos para a pressão nos 4 sensores naquela posição longitudinal da folga, vazão, densidade e tempera-

tura do escoamento na saída do VAP, pressões e temperaturas nos vasos, e temperaturas da sala eram registrados em um arquivo de saída de dados por 3 minutos, via comando do software de aquisição de dados;

3. Na sequência, o escoamento era interrompido e a plataforma 1 era acionada para posicionar os sensores de pressão do cilindro em uma nova posição longitudinal na folga;
4. Depois, o escoamento na folga era novamente retomado e os passos de 1 a 3 eram refeitos até os transdutores serem movidos ao topo do pistão;
5. Após o registro das informações do escoamento no último ponto longitudinal, ou seja, no topo do pistão, a rotina de pós processamento de dados do programa de aquisição é acionada para calcular os perfis de pressão longitudinais e circunferenciais do escoamento;
6. Analisa-se as informações dos perfis medidos e as compara com os dados calculados teoricamente pelas equações (4.1) e (4.3). Se estiverem dentro das incertezas experimentais, o pistão e o cilindro podem ser considerados alinhados; se apresentarem diferenças significativas, muda-se o posicionamento do cilindro através do acionamento das plataformas 2, 3 e 4 , retorna-se ao primeiro passo e executa-se novamente esta sequência até obter um alinhamento satisfatório.

4.1.4 Resultados para o Pistão 1

Os procedimentos de alinhamento bem sucedidos necessitaram de algo entre 10 e 20 tentativas mal sucedidas. Quanto menor a folga nominal entre o pistão e o cilindro mais difícil era a obtenção de um alinhamento satisfatório e, no caso da utilização do Pistão 2 (folga nominal de $107 \pm 60 \mu\text{m}$), não foi possível obter o alinhamento. Isso se deve ao fato de a dimensão da folga estar demasiadamente próxima da incerteza dimensional resultante principalmente das imperfeições de acabamento superficial nas peças.

Foram realizados 5 testes para o escoamento de óleo na seção de teste montada com o Pistão 1, que fornece uma folga radial nominal de $470 \mu\text{m}$ com pressões no VAP de 2,5; 3,0; 3,5; 4,0 e 5,0 bar, sendo que o procedimento de alinhamento entre o pistão e o cilindro foi obtido

somente com a pressão no VAP mantida em 2,5 bar, enquanto que as outras pressões foram usadas para verificar o alinhamento. A tabela 6 mostra um quadro das condições de operação da bancada para todos os 5 testes, acompanhadas de suas respectivas incertezas de medição.

Tabela 6 – Condições de operação para os teste de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste.

| | Teste 1 | Teste 2 | Teste 3 | Teste 4 | Teste 5 |
|------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| $p_{VAP} [bar]$ | 2,50±0,01 | 3,00±0,01 | 3,50±0,01 | 4,00±0,01 | 5,00±0,01 |
| $p_{VBP} [bar]$ | 1,40±0,01 | 1,40±0,01 | 1,40±0,01 | 1,40±0,01 | 1,40±0,01 |
| $T_{VAP} [^{\circ}C]$ | 23,00±0,37 | 22,39±0,16 | 22,31±0,12 | 22,80±0,26 | 23,34±0,54 |
| $T_{VBP} [^{\circ}C]$ | 23,18±0,40 | 22,75±0,10 | 22,52±0,11 | 23,06±0,13 | 23,49±0,13 |
| $\dot{m} [kg/h]$ | 156,2±1,8 | 213,2±2,1 | 270,8±2,1 | 327,6±2,4 | 427,2±2,6 |
| $\rho [kg/m^3]$ | 949,6±1,7 | 949,9±1,7 | 950,2±1,7 | 949,8±1,7 | 949,5±1,7 |
| $T_{flux} [^{\circ}C]$ | 23,93±0,57 | 23,47±0,57 | 23,25±0,59 | 23,90±0,57 | 24,54±0,59 |
| $T_{amb} [^{\circ}C]$ | 23,57±0,68 | 23,68±0,10 | 23,20±0,18 | 23,48±0,36 | 23,59±0,49 |

Em todos os testes a pressão no VBP foi fixada em torno de 1,4 bar de modo que as diferentes vazões indicadas na tabela resultam da diferença de pressão entre os vasos em cada teste. Para fins práticos, a temperatura nos vasos de pressão referente a fase líquida é a única considerada, já que o gás nitrogênio na parte superior dos vasos era mantido em equilíbrio térmico com o líquido, que por sua vez, foi mantido em equilíbrio térmico com a temperatura ambiente.

As figuras 53-62 mostram os resultados da medição dos perfis circunferenciais e longitudinais de pressão ao longo de escoamento de óleo pela folga para os 5 testes realizados. Através do acionamento da plataforma 1, os sensores de pressão foram posicionados em 5 posições longitudinais equidistantes ao longo do pistão.

A primeira e a última medições de pressão de cada varredura longitudinal na folga foram feitas, respectivamente, a 1 mm antes da saída e 1 mm depois da entrada do escoamento na folga, totalizando um comprimento útil de 22 mm. Tal medida teve como intenção minimizar a possível influência dos efeitos de borda do escoamento nos limites da folga.

Devido à passagem do óleo pelo fluxímetro logo na saída do VAP, a pressão do escoamento se reduz consideravelmente do VAP até o topo do pistão por causa do atrito viscoso. Em comparação com os dados medidos também estão plotadas as curvas teóricas de distribuição circunferencial (eq. 4.3) e dos ajustes lineares obtido com os dados experimentais das distribuições longitudinais da pressão na folga. O coeficiente angular das curvas ajustadas fornece a queda de pressão longitu-

dinal experimental em cada posição circunferencial para ser comparada com a queda de pressão teórica calculada pela eq. (4.1). Os resultados desta comparação para todos os 5 testes são apresentados na tabela 7.

Tabela 7 – Comparação entre os valores de queda de pressão teóricos e experimentais.

| | $dp/dz _{exp} [\text{bar/m}]$ | | | | $dp/dz _{teo} [\text{bar/m}]$ |
|----------------|-------------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|-------------------------------|
| | $\theta=45^\circ$ | $\theta=135^\circ$ | $\theta=225^\circ$ | $\theta=315^\circ$ | |
| Teste 1 | $-6,56 \pm 0,70$ | $-6,08 \pm 0,83$ | $-6,32 \pm 0,69$ | $-6,47 \pm 0,82$ | $-6,57 \pm 1,00$ |
| Teste 2 | $-9,12 \pm 0,71$ | $-8,18 \pm 0,83$ | $-8,58 \pm 0,70$ | $-9,07 \pm 0,85$ | $-9,11 \pm 1,38$ |
| Teste 3 | $-11,65 \pm 0,71$ | $-10,65 \pm 0,84$ | $-11,11 \pm 0,70$ | $-11,69 \pm 0,84$ | $-11,66 \pm 1,76$ |
| Teste 4 | $-13,73 \pm 0,70$ | $-12,46 \pm 0,83$ | $-13,00 \pm 0,69$ | $-13,63 \pm 0,83$ | $-13,79 \pm 2,09$ |
| Teste 5 | $-18,12 \pm 0,66$ | $-16,88 \pm 0,80$ | $-17,25 \pm 0,66$ | $-19,92 \pm 0,80$ | $-17,60 \pm 2,67$ |

Em cada figura, os dados experimentais estão apresentados com as barras de erro que representam as incertezas de medição de cada ponto correspondente a uma probabilidade de abrangência de aproximadamente 95% dentro do intervalo. Os resultados das figuras 53 e 54 para o Teste 1 ilustram os perfis circunferenciais e longitudinais de pressão que indicam um alinhamento que pode ser considerado satisfatório levando em conta as incertezas de medição envolvidas no processo.

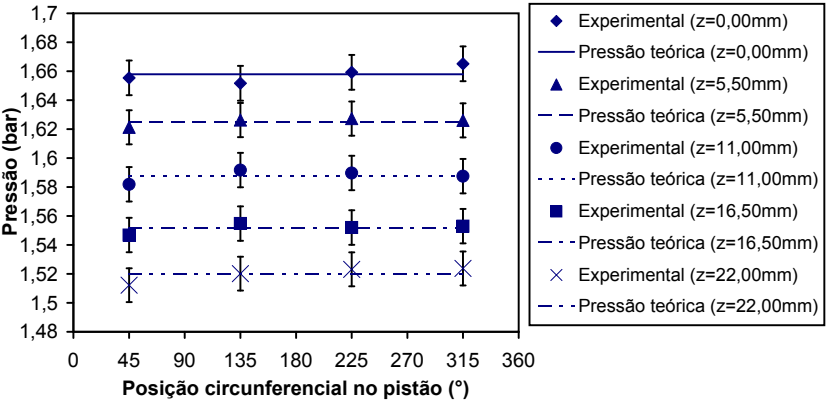


Figura 53 – Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 1 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=2,5\text{bar}$).

Pela análise do perfil circunferencial da figura 53, considera-se satisfatório o alinhamento nesta direção se a média das medições dos

4 sensores (a chamada pressão teórica) estiver dentro do intervalo definido pela incerteza de cada medição individual em todas as posições longitudinais consideradas.

Já para os perfis longitudinais da figura 54, a verificação do alinhamento nesta direção é feita por dois aspectos distintos. O primeiro aspecto estabelece a linearidade do perfil de pressão longitudinal em cada posição circunferencial, onde a reta ajustada a partir das medições experimentais deve se encontrar dentro do intervalo definido pelas incertezas das medições fornecidas pelos sensores posicionados em diferentes pontos na direção longitudinal do pistão. O segundo aspecto diz respeito à magnitude da queda de pressão longitudinal medida pelos quatro sensores em relação à queda de pressão teórica.

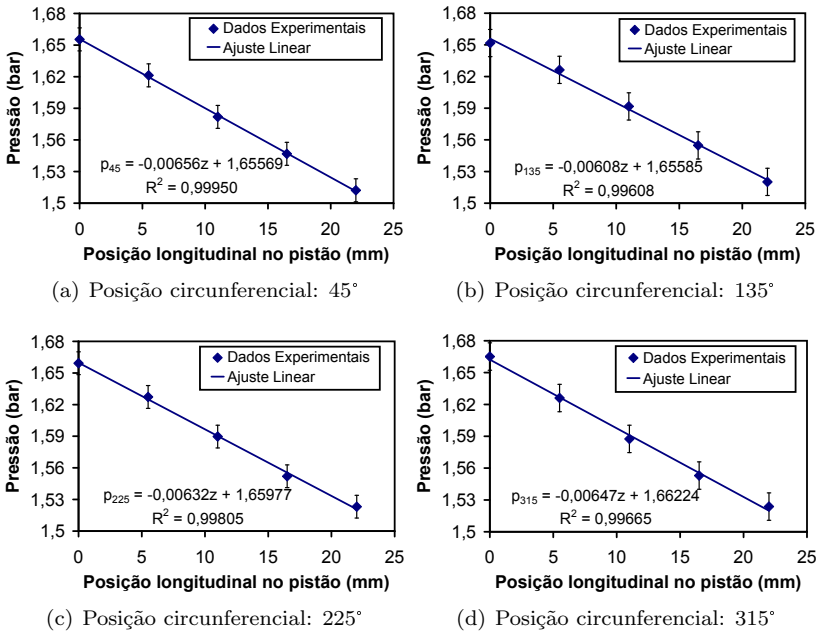


Figura 54 – Perfis longitudinais de pressão para o Teste 1 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=2,5\text{bar}$).

Para que o alinhamento longitudinal seja considerado satisfatório, o valor da queda de pressão experimental (medida pelo coeficiente angular das retas ajustadas) definido dentro de um intervalo de incerteza, deve estar dentro do intervalo de incerteza da queda de pressão teórica.

Acredita-se ainda que as irregularidades geométricas nas superfícies do pistão e do cilindro originadas do processo de fabricação sejam uma fonte adicional de erro nesta análise. No entanto, por causa das incertezas de medição, não é possível separar os efeitos de irregularidade geométrica dos possíveis desalinhamentos residuais que ainda estão presentes na seção de teste.

Uma vez definida a posição de alinhamento entre o pistão e o cilindro, uma sequência de testes adicionais foi realizada com o intuito de conferir se as mudanças nas condições do escoamento poderiam interferir no alinhamento. Tais condições incluem principalmente as mudanças nas forças geradas pelo escoamento que podem resultar em deformações nos conjuntos do pistão e do cilindro que, por sua vez, causam variações dimensionais na folga.

As figuras 55-62 mostram os resultados dos perfis de pressão dos Testes 2-5 para esta análise, de onde se percebe que a partir do Teste 4, onde a pressão no VAP era mantida em 4,0 bar, passam a existir discrepâncias superiores a incerteza de medição entre os valores de pressão teórico e medido com os sensores posicionados em $\theta=135^\circ$ e $\theta=315^\circ$, principalmente nas posições longitudinais $z=5,50$ mm, $z=11,00$ mm e $z=16,50$ mm.

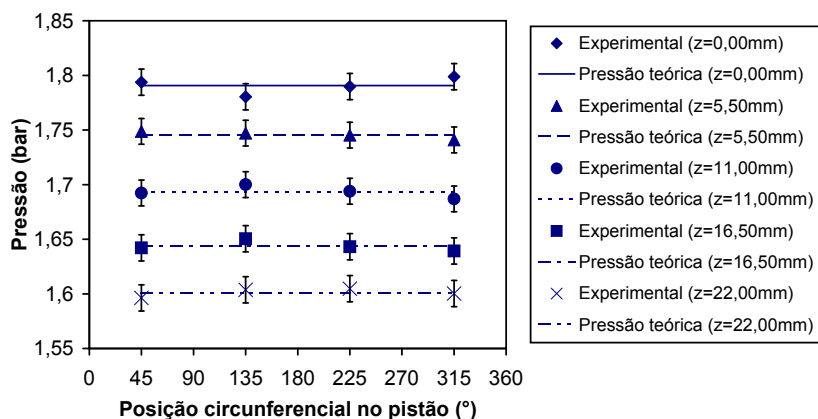


Figura 55 – Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 2 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=3,0\text{bar}$).

Os perfis longitudinais, embora apresentem desvios menores em relação ao ajuste linear, também indicam esta mesma tendência para os ângulos $\theta=135^\circ$ e $\theta=315^\circ$. Estes resultados evidenciam que para escoamentos submetidos a diferenças de pressão muito altas, as deformações

nos conjuntos do pistão e do cilindro tornam-se mais expressivas a ponto de comprometer o alinhamento obtido com menores diferenças de pressão.

Outra possibilidade para justificar estes desvios nos perfis de pressão, é que pode estar ocorrendo alguma queda de pressão localizada nos orifícios de tomada de pressão. Esta queda de pressão varia de sensor para sensor pelo fato dos orifícios apresentarem pequenas variações dimensionais entre si e que, com o aumento da velocidade do fluido que passa pelo orifício, a queda de pressão localizada também aumenta mascarando a leitura da pressão real do escoamento.

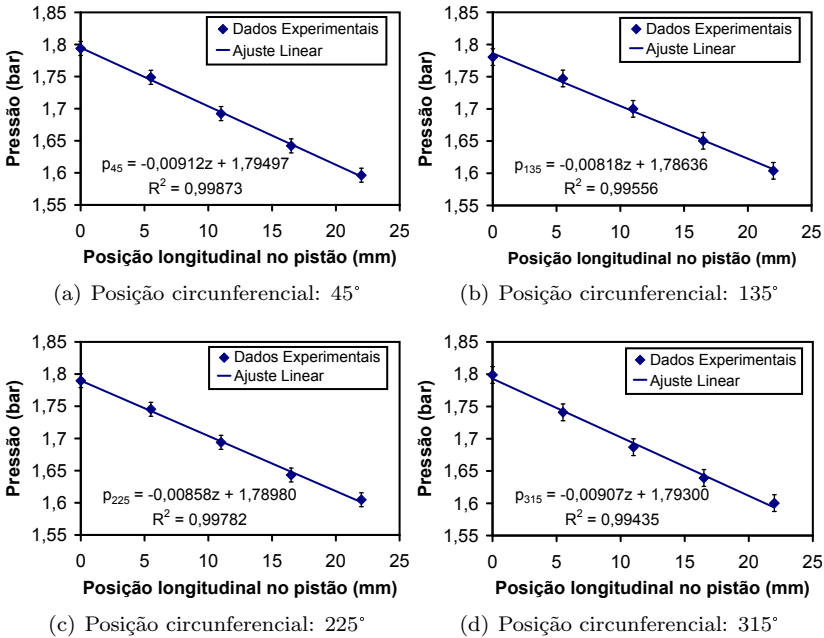


Figura 56 – Perfis longitudinais de pressão o Teste 2 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=3,0\text{bar}$).

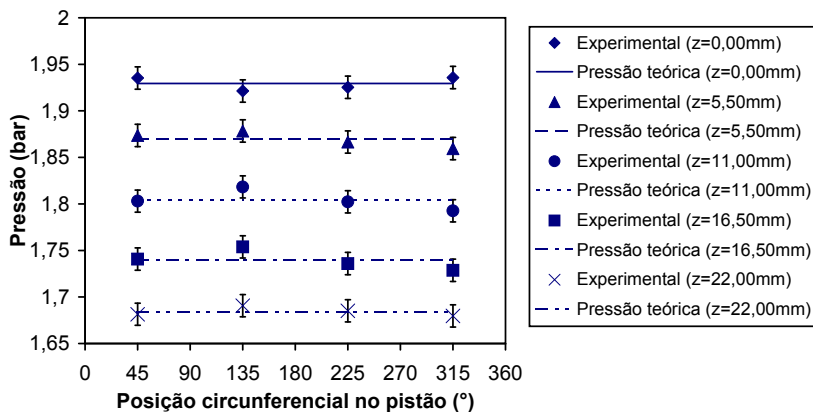
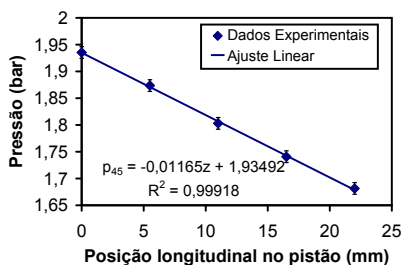
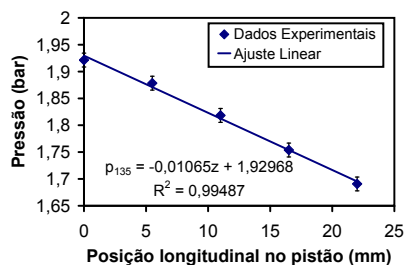


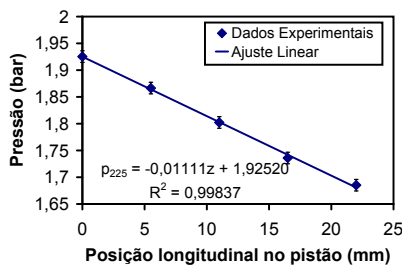
Figura 57 – Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 3 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=3,5\text{bar}$).



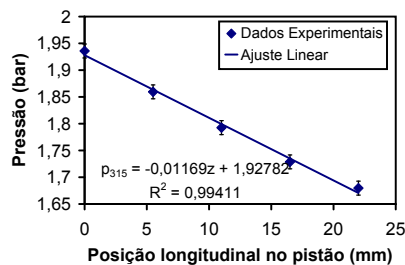
(a) Posição circunferencial: 45°



(b) Posição circunferencial: 135°



(c) Posição circunferencial: 225°



(d) Posição circunferencial: 315°

Figura 58 – Perfis longitudinais de pressão para o Teste 3 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=3,5\text{bar}$).

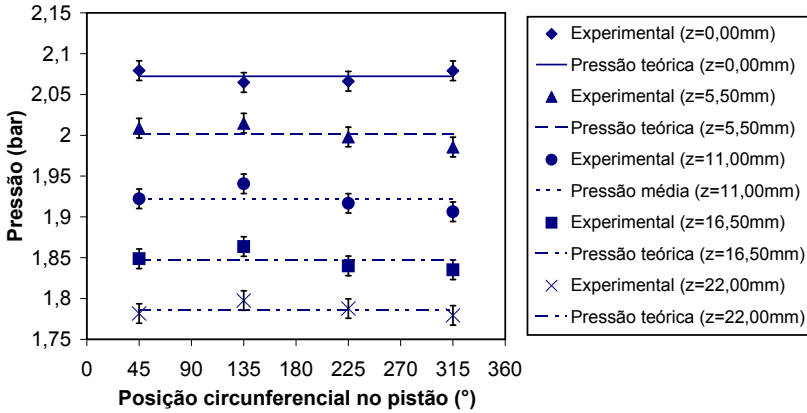
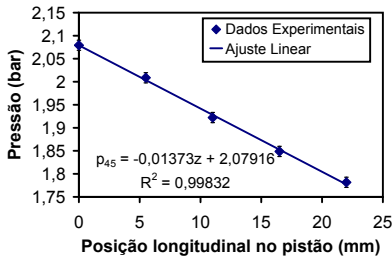
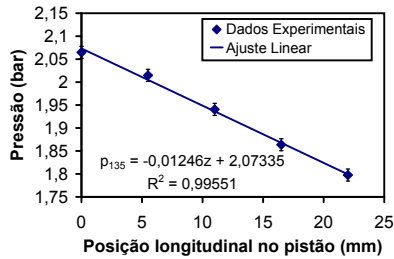


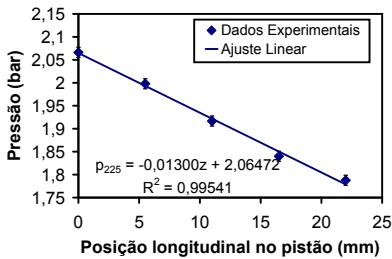
Figura 59 – Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 4 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=4,0\text{bar}$).



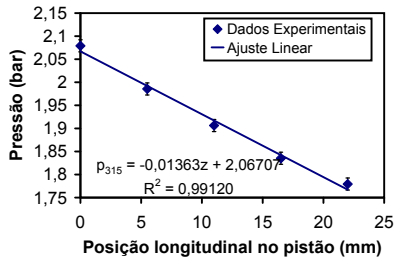
(a) Posição circunferencial: 45°



(b) Posição circunferencial: 135°



(c) Posição circunferencial: 225°



(d) Posição circunferencial: 315°

Figura 60 – Perfis longitudinais de pressão para o Teste 4 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=4,0\text{bar}$).

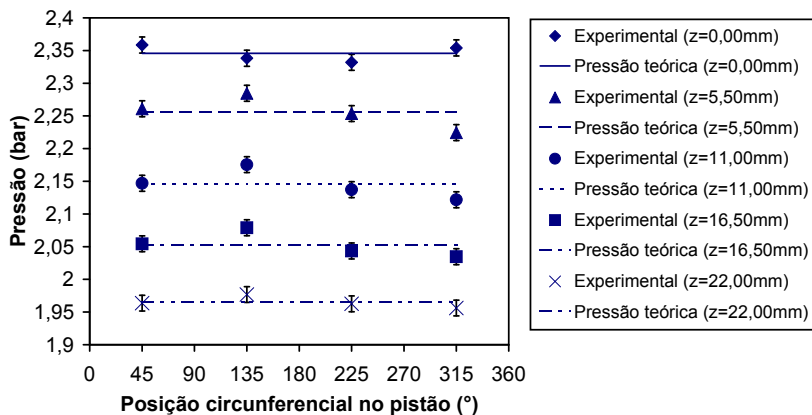
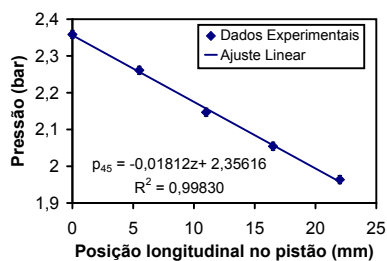
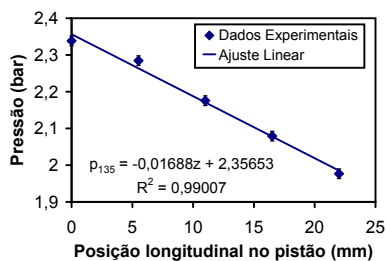


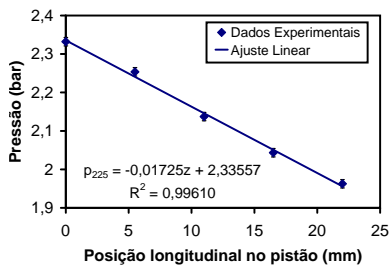
Figura 61 – Perfis circunferenciais de pressão para o Teste 5 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=5,0\text{bar}$).



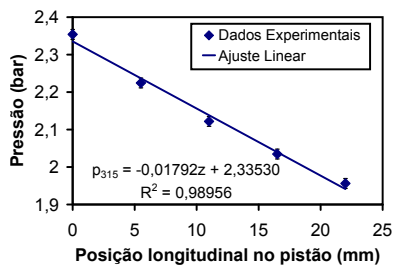
(a) Posição circunferencial: 45°



(b) Posição circunferencial: 135°



(c) Posição circunferencial: 225°



(d) Posição circunferencial: 315°

Figura 62 – Perfis longitudinais de pressão para o Teste 5 de alinhamento do Pistão 1 na seção de teste ($p_{VAP}=5,0\text{bar}$).

4.2 MEDIÇÃO DOS PEFIS DE PRESSÃO DO ESCOAMENTO DA MISTURA ÓLEO-REFRIGERANTE PELA FOLGA

Uma vez obtida uma posição de alinhamento entre o pistão e o cilindro da seção de teste a partir do procedimento explicado no item anterior, a próxima etapa é estudar o escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga pistão-cilindro. Este estudo foi feito por meio da análise das distribuições de pressão medidas na folga em diversas situações, que abrangem diferentes condições de entrada e saída da mistura na folga e diferentes níveis de desalinhamento entre o pistão e o cilindro. É importante mencionar que este estudo foi feito somente para o Pistão 1 instalado na seção de teste em razão de não ter sido possível obter uma referência de alinhamento entre o Pistão 2 e o cilindro.

4.2.1 Procedimento de Teste

A preparação da mistura óleo-refrigerante no vaso de alta pressão seguiu os mesmos padrões adotados por Lacerda (2000). Após a realização das baterias de testes com o óleo puro, o mesmo foi transportado para o VAP e devidamente evacuado afim de se eliminar qualquer resquício de nitrogênio ou mesmo umidade que eventualmente viesse a contaminar o óleo. O mesmo procedimento de evacuação também foi realizado no VBP e nos reservatórios, nos circuitos auxiliares da bancada e na seção de teste. Em seguida, uma quantidade de aproximadamente 80 kg de refrigerante foi inserida na bancada, sendo que a maior parte (cerca de 70%) foi armazenada no RAP, e o restante junto com o óleo no VAP.

A partir da escolha da pressão e da temperatura a ser mantida no VAP para um determinado teste, a absorção do refrigerante pelo óleo ocorre até que a mistura fique saturada de refrigerante, ou seja, quando o óleo absorveu a máxima quantidade de refrigerante naquelas condições. Esta quantidade máxima é definida pela curva de solubilidade do refrigerante no óleo (Apêndice A). Durante este processo, a pressão no VAP cai a medida que o refrigerante é absorvido e esta queda é compensada pela abertura da válvula solenóide do sistema de controle da bancada, que permite a passagem de refrigerante do RAP para o VAP, aumentando a sua pressão novamente até o valor desejado. Considera-se que a mistura atingiu o seu ponto de saturação quando não são mais observadas mudanças significativas da pressão no interior do VAP. Nestas condições, a mistura está pronta para escoar pela seção

de teste.

Para auxiliar e agilizar o processo de saturação da mistura, são acionados o agitador instalado na parte superior do VAP e o circuito auxiliar da bancada que utiliza o compressor para retirar o gás presente na parte superior do VAP e reintroduzi-lo pela parte inferior. Este último processo, mostrado esquematicamente na figura 63, é denominado “borbulhamento”.

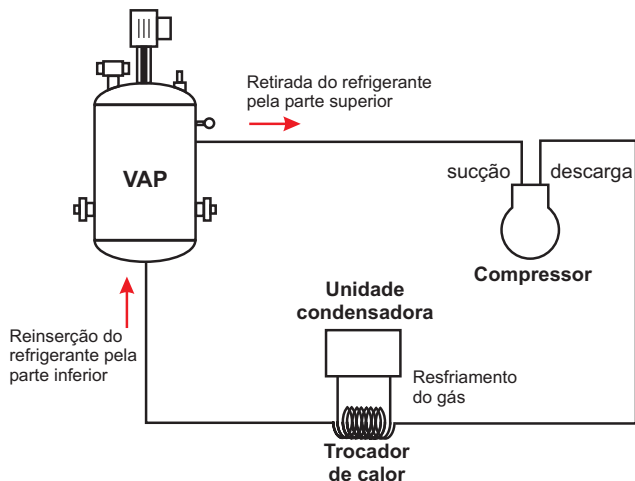


Figura 63 – Ilustração esquemática do circuito de “borbulhamento” da mistura no VAP.

Além de acelerar a saturação da mistura, o processo de “borbulhamento” também ajuda a resfriar a mistura no VAP, uma vez que a absorção do refrigerante pelo óleo resulta na liberação de calor, que aumenta a temperatura da mistura. O resfriamento é possível porque o gás da descarga do compressor passa pelo trocador de calor ligado à unidade condensadora superior durante o caminho de retorno do refrigerante para o VAP, abaixando a sua temperatura. O processo de “borbulhamento” da mistura foi combinado com o acionamento da resistência elétrica instalada no VAP para manter o valor da temperatura da mistura no VAP dentro do patamar determinado para a saturação.

Após a realização da saturação da mistura no VAP, a pressão no VBP é ajustada e a mistura é posta para escoar pela seção de teste para a medição da distribuição de pressão do escoamento. O procedimento de medição da pressão do escoamento na folga foi o mesmo descrito anteriormente para os testes com o óleo puro. Os quatro sen-

sores de pressão foram posicionados nas 5 posições longitudinais do pistão começando pela base e varrendo até o topo através do acionamento da plataforma 1. Após um tempo de cerca de 5 minutos para que o escoamento entrasse em regime permanente, a pressão medida pelos quatro sensores, juntamente com outros parâmetros do escoamento era registrada por 3 minutos em um arquivo de saída de dados. Ao mesmo tempo, as válvulas solenóides que ligam os vasos aos reservatórios eram acionadas constantemente pelo sistema de controle da bancada para garantir que as pressões nos vasos de pressão se mantivessem constantes durante todo teste.

Logo após a medição da pressão na última posição longitudinal, um novo teste podia ser iniciado, dependendo da quantidade de mistura que restava no VAP. Se tal quantidade fosse insuficiente, toda mistura presente no VBP era retornada para o VAP pelo circuito auxiliar conectado à bomba hidráulica e o gás refrigerante transportado do RBP para o RAP através do compressor. Após este procedimento, o processo de saturação da mistura no VAP era refeito para a mesma ou uma diferente condição de pressão e temperatura, para que um novo teste fosse realizado.

4.2.2 Problemas na Realização dos Testes com a Mistura

O objetivo principal que se tinha em mente com a análise experimental do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela geometria da folga pistão-cilindro era o de capturar qualquer fator que favorecesse o desprendimento do refrigerante na forma de gás através da redução da pressão sofrida pelo escoamento na folga. Em razão disso, os testes foram inicialmente planejados de modo a garantir teoricamente que a queda de pressão na folga fosse suficiente para provocar o desprendimento do refrigerante a partir da entrada de uma mistura monofásica saturada.

Nestas condições, qualquer redução adicional da pressão do escoamento provocaria a redução da solubilidade da mistura e, consequentemente, a liberação imediata do refrigerante excedente. Fatores que interferem no desprendimento do refrigerante na folga são os níveis de pressão possíveis de se estabelecer nos vasos de pressão e as dimensões da espessura e do comprimento folga. O Apêndice B traz uma análise de como estes fatores são levados em conta para determinar as condições de teste que favoreçam a liberação do refrigerante na região da folga.

No entanto, testes preliminares com a mistura mostraram que a

queda de pressão na tubulação de entrada provocava uma redução excessiva na pressão do escoamento de modo que algum desprendimento do refrigerante da mistura pode ser verificado pelo visor de líquido ligado junto à tubulação, fazendo com que o escoamento já entrasse com bolhas na folga. O banho termostático conectado ao trocador de calor da saída do VAP foi ligado, então, com a intenção de resfriar a mistura para tentar ajustar o ponto de desprendimento do refrigerante para a entrada da folga através da regulagem da temperatura do banho. Mesmo com essa medida, tal ajuste se mostrou de difícil realização em razão do ponto de desprendimento do refrigerante não possuir uma posição fixa para uma mesma temperatura ajustada no banho termostático, provavelmente devido ao fato do escoamento nunca entrar em regime permanente, além da pequena região compreendida pelo comprimento do pistão onde a liberação deveria ocorrer.

Diante desta dificuldade, e para facilitar a condução dos testes, optou-se por medir as propriedades do escoamento da mistura pela folga já com uma certa quantidade de gás disperso na entrada. O objetivo desta vez era analisar como a presença do escoamento bifásico na folga e o alinhamento entre o pistão e o cilindro afetavam a distribuição de pressão e a vazão do escoamento. Neste primeiro momento, como não havia meios de se determinar a quantidade de gás presente na entrada, este parâmetro não será discutido na análise dos resultados das medições. Sua estimativa é deixada para o próximo capítulo com o auxílio do modelo numérico que simula o escoamento aqui estudado experimentalmente.

4.2.3 Resultados para o Pistão 1 e o Cilindro Alinhados

A primeira parte dos resultados para o escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga são apresentados para a condição de alinhamento do Pistão 1 com o cilindro. A figura 64 mostra os resultados das distribuições longitudinais de pressão na folga medidas nas quatro posições circunferenciais para testes realizados com a mistura mantida no VAP a diferentes pressões de saturação.

As barras de incerteza de medição destes e dos demais testes com a mistura óleo-refrigerante foram omitidas para dar mais clareza às informações das figuras. As condições gerais dos testes e o resultado da medição de vazão do escoamento e das temperaturas na entrada e na saída da folga estão descritos na tabela 8.

As vazões mássicas destes e dos demais testes realizados com a

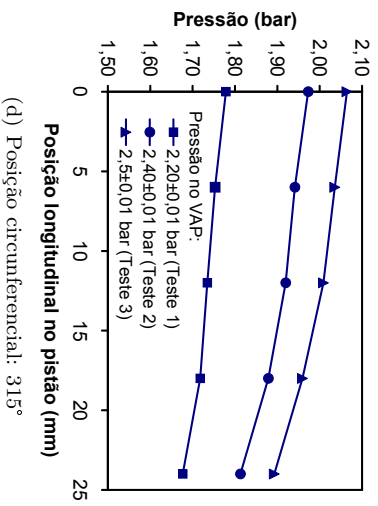
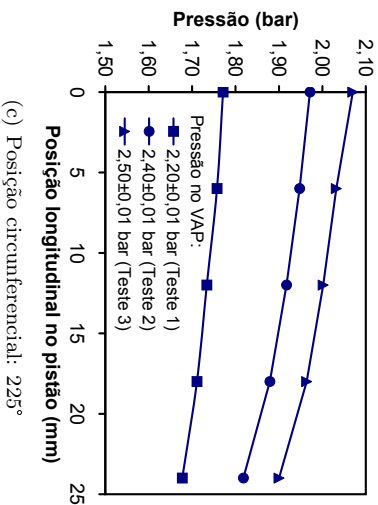
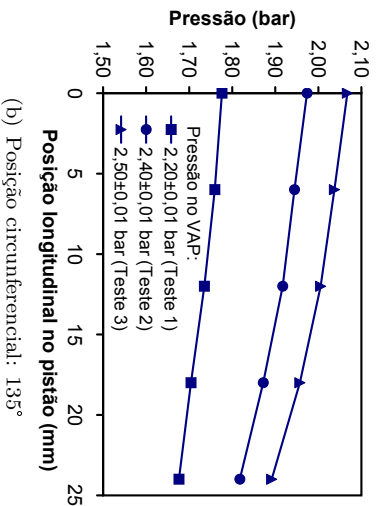
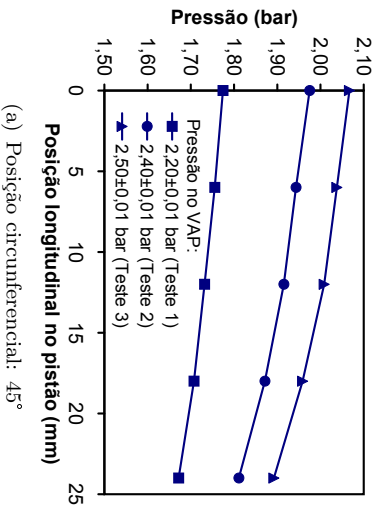


Figura 64 – Comparação dos perfis de pressão do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga para diferentes pressões no VAP (Pistão 1 alinhado).

mistura óleo-refrigerante foram estimadas a partir das medições feitas com o sensor de nível de líquido do VAP, uma vez que a formação de bolhas na tubulação de entrada impede que qualquer medição seja feita com o transdutor de fluxo de massa. A determinação da vazão para um único teste foi feita a partir da medição da diferença do volume de mistura no VAP que escoou pela folga durante a medição da pressão do escoamento em uma determinada posição longitudinal no pistão. Sendo assim, um valor médio de vazão para o teste pode ser calculado a partir da medição da vazão nas três primeiras posições longitudinais partindo da base do pistão, e a sua incerteza de medição estipulada a partir do desvio padrão desta média e das incertezas de medição dos instrumentos envolvidos. Detalhes do procedimento de cálculo da vazão mássica através do sensor de nível e da sua incerteza de medição estão descritos nos Apêndices C e D.

Tabela 8 – Dados dos testes de influência da pressão no VAP no escoamento da mistura.

| | Teste 1 | Teste 2 | Teste 3 |
|--------------------|--------------|--------------|--------------|
| T_{amb} [°C] | 22,57±2,59 | 22,52±2,43 | 22,48±2,13 |
| $T_{liq,VAP}$ [°C] | 23,23±0,10 | 23,03±0,10 | 23,16±0,10 |
| p_{VBP} [bar] | 1,20±0,01 | 1,20±0,01 | 1,20±0,01 |
| T_{en} [°C] | 23,55±0,10 | 22,84±0,12 | 23,17±0,11 |
| T_{sa} [°C] | 23,18±0,11 | 22,81±0,11 | 22,90±0,11 |
| \dot{m} [kg/h] | 226,67±55,44 | 254,71±55,69 | 287,38±56,25 |

O primeiro fato que chama a atenção com relação aos resultados da figura 64 é que as quedas de pressão na folga são muito pequenas em relação a diferença de pressão entre os vasos de pressão (em torno de 10% para o Teste 1 e 13% para os Testes 2 e 3). Tal fato foi verificado nestes e em todos os outros testes realizados com a mistura e é consequência da excessiva perda de carga a que o escoamento está sujeito em ambas as tubulações de entrada e de saída da folga. Esta ocorrência possui dois efeitos no escoamento que foram captadas pelo experimento: (i) a queda de pressão excessiva na tubulação de entrada fez com que o escoamento já entrasse na folga com certa quantidade de gás disperso e (ii) a pequena queda de pressão na folga resultou na também pequena taxa de liberação de refrigerante na região da folga.

Este último efeito é evidenciado pela pequena redução da temperatura do escoamento entre a entrada e a saída da folga ($T_{en}-T_{sa}$) como mostram os dados da tabela 8. Mesmo assim, os perfis longitudinais de pressão apontam para uma redução de pressão mais acentuada nas

proximidades da saída da folga como consequência da aceleração do escoamento em razão da expansão do gás que já entra na folga. Outro fato notável é que o aumento na pressão de saturação no VAP provoca o aumento na queda de pressão total do escoamento pela folga, motivado pelo aumento da vazão do escoamento, além da intensificação do gradiente de pressão na região de saída da folga. Isso acontece apesar da pressão na saída da folga também aumentar em razão da maior perda de carga na tubulação que conduz a mistura até o VBP.

Os perfis de pressão medidos nos testes para a verificação da influência da variação da pressão no VBP estão plotados na figura 65, cujos dados das condições e os resultados de vazão e temperatura medidos na folga estão descritos na tabela 9. Os resultados apontam para um comportamento similar aos apresentados na figura 64: alta perda de carga nas tubulações de entrada e saída, pouco refrigerante se desprendendo na folga e aparecimento de gradientes mais acentuados na região de saída da folga motivado pela expansão do gás presente no escoamento.

No entanto, os perfis de pressão parecem ser menos sensíveis à variação da pressão no VBP em relação à variação da pressão no VAP. Da mesma forma como ocorreu nos testes mostrados na figura 64, embora a pressão no VAP tenha sido a mesma em ambos os testes, a pressão de entrada da mistura na folga apresentou uma pequena diferença de um teste para o outro. Isso se deve ao fato de a vazão no Teste 4 ter sido maior, o que explica a maior perda de carga na tubulação de entrada da folga em relação ao Teste 5.

Tabela 9 – Dados dos testes de influência da pressão no VBP no escoamento da mistura.

| | Teste 4 | Teste 5 |
|--------------------|----------------|----------------|
| T_{amb} [°C] | 22,40±2,04 | 22,27±2,67 |
| $T_{liq,VAP}$ [°C] | 23,14±0,10 | 23,18±0,10 |
| p_{VAP} [bar] | 2,50±0,01 | 2,50±0,01 |
| T_{en} [°C] | 23,13±0,16 | 23,10±0,10 |
| T_{sa} [°C] | 22,75±0,13 | 22,81±0,10 |
| \dot{m} [kg/h] | 281,49±55,83 | 254,71±55,78 |

Os próximos testes foram realizados para verificar a influência da temperatura de saturação da mistura líquida no VAP nos perfis de pressão, na vazão e no gradiente de temperatura do escoamento e são mostrados na figura 66 e na tabela 10.

A mesma tendência dos testes anteriores com a mistura foi ob-

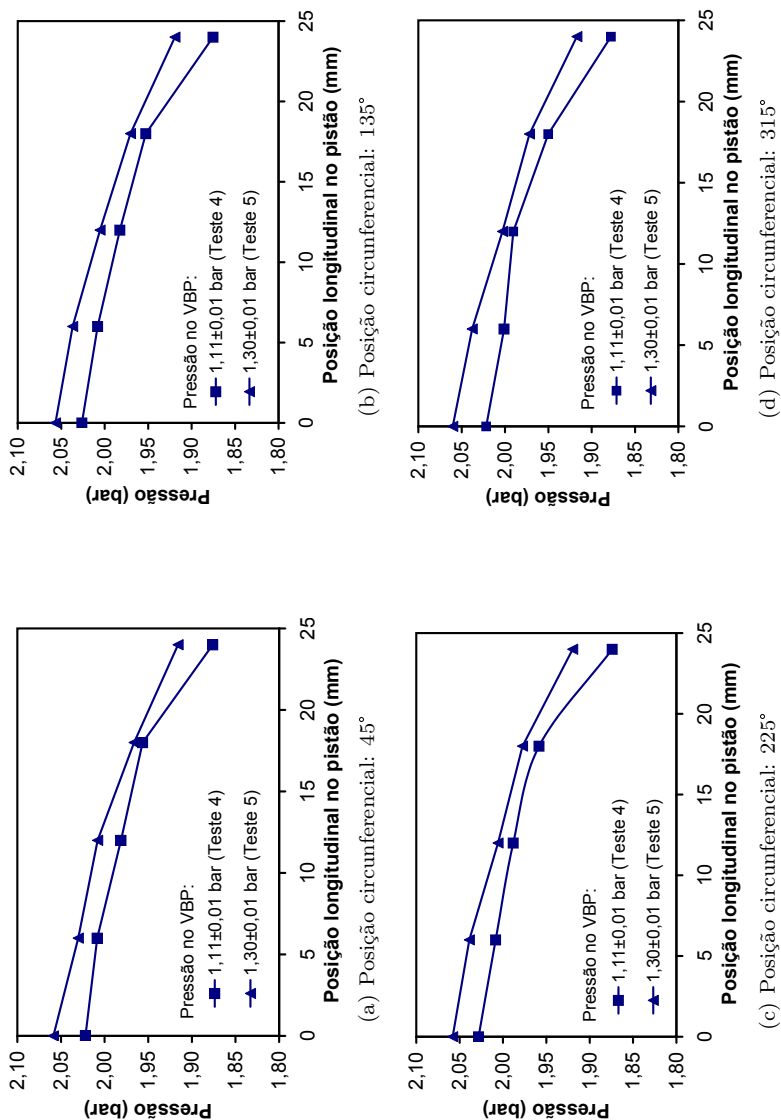


Figura 65 – Comparação dos perfis de pressão do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga para diferentes pressões no VBP (Pistão 1 alinhado).

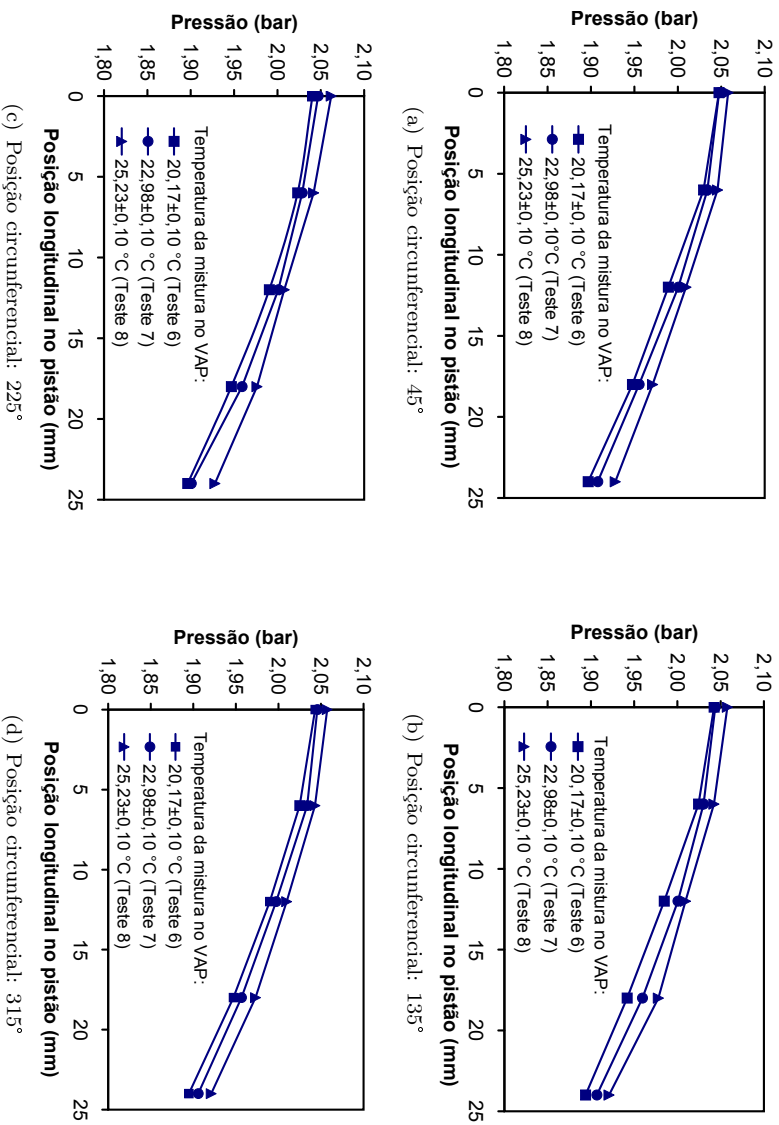


Figura 66 – Comparação dos perfis de pressão do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga para diferentes temperaturas da mistura mantida no VAP (Pistão 1 alinhado).

servada no que diz respeito a pouca quantidade de refrigerante que se desprende da mistura na folga, indicada pela pequena diferença entre as temperaturas de entrada e de saída do escoamento. Nestes testes, o aumento na temperatura da mistura age principalmente na redução da viscosidade do óleo acabando por resultar em vazões mássicas e quedas de pressão na folga menores em relação aos testes realizados com $T_{liq,VAP}$ menor.

Tabela 10 – Dados dos testes de influência da temperatura no VAP no escoamento.

| | Teste 6 | Teste 7 | Teste 8 |
|------------------|--------------|--------------|--------------|
| T_{amb} [°C] | 19,75±2,67 | 22,41±2,11 | 24,93±2,39 |
| p_{VAP} [bar] | 2,45±0,01 | 2,45±0,01 | 2,45±0,01 |
| p_{VBP} [bar] | 1,40±0,01 | 1,41±0,01 | 1,40±0,01 |
| T_{en} [°C] | 20,42±0,14 | 23,10±0,10 | 25,25±0,12 |
| T_{sa} [°C] | 19,99±0,13 | 23,03±0,11 | 25,00±0,12 |
| \dot{m} [kg/h] | 223,63±76,81 | 206,62±66,68 | 174,32±62,20 |

Embora a variação da temperatura de saturação da mistura no VAP tenha afetado de maneira visível as distribuições de pressão do escoamento na folga, pouca diferença foi observada na queda de pressão inicial que a mistura sofre na tubulação de entrada. Adicionalmente, pode-se observar no Teste 7 um gradiente de pressão isolado mais acentuado próximo à saída da folga medido pelo transdutor localizado em $\theta=225^\circ$. A explicação mais provável para esta ocorrência é a presença de alguma irregularidade na folga que pode ter sido gerada pelo deslocamento longitudinal do cilindro durante o teste, que favoreceu uma expansão localizada do gás nesta região.

4.2.4 Resultados para o Pistão 1 o Cilindro Desalinhados

A segunda etapa da apresentação dos resultados de medição das propriedades do escoamento da mistura pela folga pistão-cilindro envolve uma análise da influência do desalinhamento entre o pistão e o cilindro nas características do escoamento. O desalinhamento foi promovido através do acionamento da plataforma 2 de rotação do conjunto do cilindro no plano XZ , conforme mostrado no esquema da figura 67. O bloco do cilindro foi posicionado na seção de teste de modo que os eixos de rotação da plataforma 2 e do cilindro se posicionassem na metade do comprimento do pistão, ou seja, na posição $L/2$. Desta forma, a

partir da condição de alinhamento entre o pistão e o cilindro obtida no início do capítulo, foi realizado o deslocamento angular de $\bar{\gamma}=1\pm0,5^\circ$ no cilindro rotacionando-se a plataforma 2 no sentido anti-horário. Este deslocamento produziu um canal convergente na face que compreende as posições circunferenciais $\theta=45^\circ$ e $\theta=135^\circ$ e de um canal divergente na face oposta onde estão as posições $\theta=225^\circ$ e $\theta=315^\circ$.

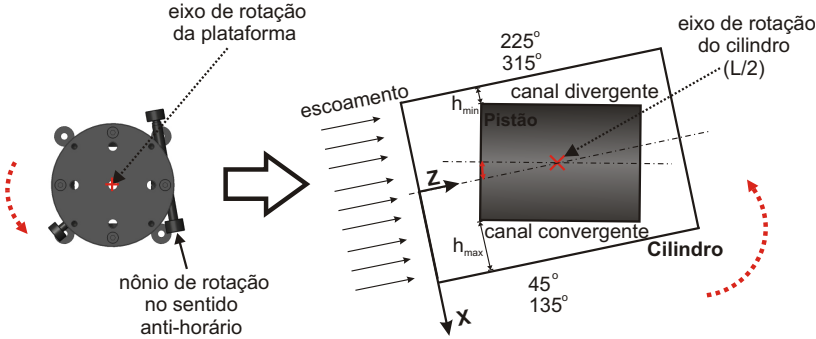


Figura 67 – Desalinhamento entre o pistão e o cilindro provocado pelo acionamento da plataforma 2.

Supondo que o ângulo $\bar{\gamma}$ seja tão pequeno que o mesmo possa ser aproximado por uma reta, a distância \bar{d} entre o centro do topo do pistão e a linha de simetria do cilindro pode ser facilmente calculada pela seguinte relação,

$$\bar{d} = \frac{2\pi}{360} \bar{\gamma} (L/2) \quad (4.4)$$

onde a magnitude da distância \bar{d} é a mesma na base do pistão, já que o eixo de rotação está localizado no meio do comprimento do pistão. Assim, a partir da folga nominal c , pode-se determinar as distâncias de separação máxima e mínima entre as paredes do pistão e o cilindro na folga, h_{max} e h_{min} , dadas por,

$$h_{max} = c + \bar{d} \quad (4.5)$$

$$h_{min} = c - \bar{d} \quad (4.6)$$

A incerteza expandida dos valores de folga máxima e mínima, $U(h_{max,min})$, também poder ser facilmente obtida combinando as incertezas da dimensão da folga nominal, do deslocamento angular e do

comprimento do pistão de acordo com o procedimento sugerido por INMETRO (2003),

$$U(h_{max,min}) = U(c) + k_p(95\%) \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{d}}{\partial \bar{\gamma}}\right)^2 u^2(\bar{\gamma}) + \left(\frac{\partial \bar{d}}{\partial L}\right)^2 u^2(L)} \quad (4.7)$$

onde $U(c)$ é a incerteza expandida da folga nominal (tabela 5), $u(\bar{\gamma})$ é a incerteza padrão do deslocamento angular, calculada a partir da resolução do nônio da plataforma 2, $u(L)$ é a incerteza padrão do comprimento do pistão e $k_p(95\%)$ é o fator de abrangência que define o intervalo de incerteza dentro do qual se espera que 95% dos valores de $h_{max,min}$ estejam contidos. A incerteza do comprimento do pistão ainda é uma combinação das informações da incerteza de medição do comprimento do pistão, contida na tabela 5, e da incerteza do posicionamento da plataforma 1, estimada através da resolução do seu atuador. Com isso, os valores de espessura da folga calculados para o teste de desalinhamento entre o pistão e o cilindro foram $h_{max}=679\mu\text{m}$, $h_{min}=261\mu\text{m}$ e a incerteza total expandida foi $U(h_{max,min})=\pm 168\mu\text{m}$.

Os resultados para a medição da pressão, temperatura e vazão do escoamento quando se compara o teste realizado com o pistão e o cilindro desalinhados da maneira descrita acima com outro teste onde o pistão e o cilindro estão alinhados, estão apresentados na tabela 12 e na figura 68. As medições da pressão de entrada e de saída da folga nestes testes foram feitas posicionando-se os sensores 1 mm tanto à montante do topo como à jusante da base do pistão. Este procedimento visou evitar que os efeitos de borda na entrada e na saída do escoamento interferissem na leitura da pressão nestas localidades em razão do desalinhamento. Semelhantemente aos testes apresentados anteriormente para a mistura na condição de alinhamento do pistão, a temperatura do escoamento em ambos os testes sofreu uma pequena diminuição do topo para a base do pistão, confirmando o fato de haver pouco desprendimento de refrigerante na região da folga.

Entretanto, a geometria da folga mostrou ser um fator influente na distribuição de pressão do escoamento, principalmente se a comparação é realizada entre os perfis obtidos com o pistão alinhado e na face que forma o canal convergente no teste com o pistão desalinhado (figuras 68a e b). Quando o pistão e o cilindro estão desalinhados, o fluxo da mistura tende a ser maior na região que oferece menor resistência a passagem do fluido, em detrimento de um fluxo resultante

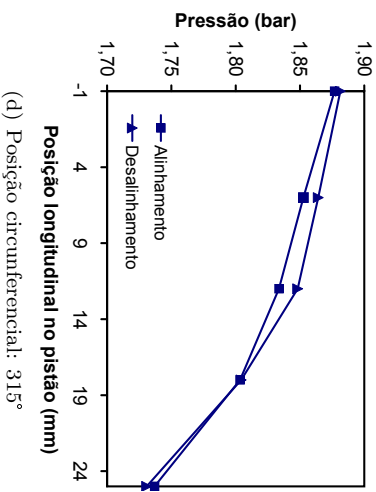
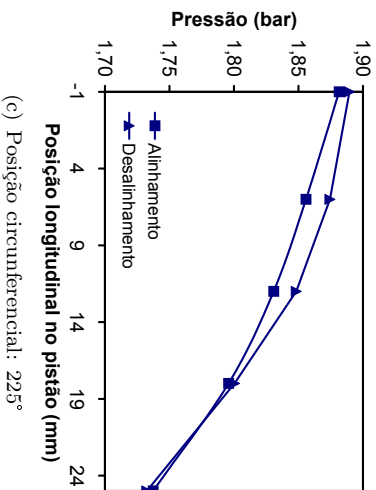
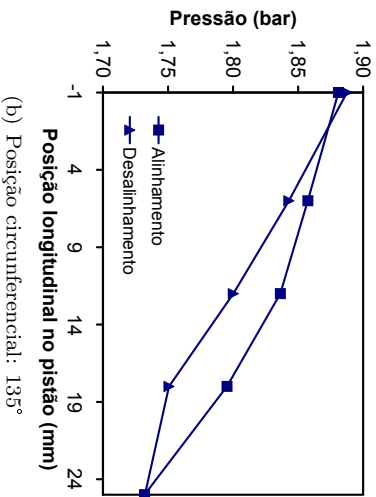
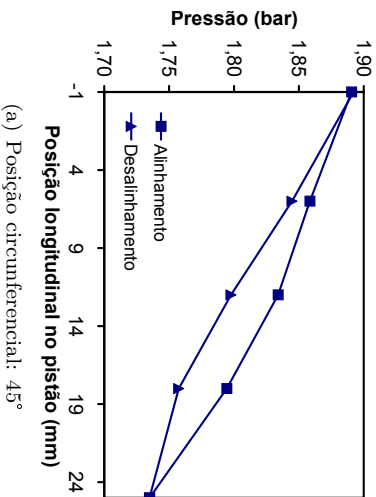


Figura 68 – Comparação entre perfis de escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga do Pistão 1 nas situações de alinhamento e desalinhamento.

Tabela 11 – Dados dos testes de influência do desalinhamento do pistão no escoamento.

| | Teste Alinhamento | Teste Desalinhamento |
|--------------------|----------------------|-------------------------|
| T_{amb} [°C] | 18,05±2,10 | 18,62±2,15 |
| $T_{liq,VAP}$ [°C] | 18,28±0,11 | 18,14±0,10 |
| p_{VAP} [bar] | 2,30±0,01 | 2,30±0,01 |
| p_{VBP} [bar] | 1,30±0,01 | 1,30±0,01 |
| T_{en} [°C] | 18,93±0,10 | 18,68±0,14 |
| T_{sa} [°C] | 18,33±0,11 | 18,15±0,14 |
| \dot{m} [kg/h] | 254,88±59,48 | 256,90±56,34 |

menor na região que oferece maior resistência. Logo que a mistura entra na folga, a maior área de passagem no lado convergente faz com que o fluxo seja maior na região de $\theta=45^\circ$ e $\theta=135^\circ$, fazendo com que a queda de pressão também seja maior. A medida que o escoamento se aproxima da base do pistão, onde a espessura da folga diminui, a queda de pressão também diminui em função da comunicação com a pressão medida à jusante da saída da folga. Por outro lado, na face oposta, onde o canal formado pela folga pistão-cilindro é divergente ($\theta=225^\circ$ e $\theta=315^\circ$), ocorre exatamente o oposto. A pressão sofre uma queda menor na região de entrada em virtude do menor fluxo da mistura e a fase gasosa presente no escoamento se expande fazendo com que a pressão diminua mais rapidamente até atingir a saída da folga. É importante notar também, com relação ao teste com o pistão desalinhado, que embora o fluxo da mistura na face convergente tenha sido maior do que o fluxo na face divergente, a vazão mássica global foi essencialmente igual à vazão do teste com o pistão alinhado. A diferença foi que o fluxo permaneceu uniforme ao longo da direção circunferencial no teste com o pistão alinhado, já que as condições do escoamento da mistura em ambos os testes foram as mesmas.

4.3 VISUALIZAÇÃO DO ESCOAMENTO DA MISTURA ÓLEO REFRIGERANTE PELA FOLGA

A utilização de pistões na seção de teste que resultavam em diferentes folgas nominais com o cilindro propiciou a observação de diversas configurações do escoamento da mistura óleo-refrigerante. A incidência dos padrões observados depende basicamente das condições do teste

(principalmente do diferencial de pressão entre o topo e a base do pistão e do grau de sub-resfriamento da mistura na entrada da folga), do valor da folga nominal e do grau de desalinhamento entre o pistão e o cilindro. Todos os resultados de visualização foram obtidos com o aparato descrito no item 3.3.6 do capítulo anterior onde a câmera de alta velocidade foi configurada para operar na máxima taxa de aquisição (3.200 quadros por segundo) correspondente à máxima resolução de imagem (1280×800 pixels).

4.3.1 Seção de Teste com o Pistão 1 (Folga de $470\mu\text{m}$)

A figura 69 apresenta os resultado de visualização da mistura na folga de $470\mu\text{m}$ em posição de alinhamento, considerando as condições mostradas na tabela 12. A vazão descrita na tabela foi estimada pela diferença de volume do líquido no VAP medida pelo sensor de nível, uma vez que o escoamento na saída do VAP foi desviada do fluxímetro para evitar o desprendimento do refrigerante da mistura antes da folga. Mesmo assim, foi necessário ainda sub-resfriar a mistura com o trocador de calor conectado ao banho termostático na saída do VAP para assegurar que o escoamento chegasse completamente monofásico na entrada da folga. O banho foi ajustado para operar a uma temperatura de 20°C , porém, em razão da alta vazão do escoamento, sua temperatura só se estabilizou por volta dos $21,7^\circ\text{C}$. As incertezas dos parâmetros do escoamentos não estão representados na tabela 12 pelo fato de não serem necessárias na apresentação dos resultados de visualização.

Tabela 12 – Condições dos testes de visualização representados nas figuras 69 e 70.

| | |
|-------------------------------|--------|
| $p_{VAP}[\text{bar}]$ | 4,30 |
| $p_{VBP}[\text{bar}]$ | 2,55 |
| $\dot{m}[\text{kg/h}]$ | 344,20 |
| $T_{liq,VAP}[^\circ\text{C}]$ | 30,01 |
| $T_{banho}[^\circ\text{C}]$ | 21,70 |
| $T_{en}[^\circ\text{C}]$ | 26,44 |

Observa-se pela figura 69 que para tais condições, a geometria da folga favorece a formação de estrias de gás no topo do pistão, em uma região preferencial próxima ao sensor montado em $\theta=315^\circ$. A formação das estrias nesta região pode ser atribuída a algum desalinhamento residual entre o pistão e o cilindro ou à irregularidades na

borda do topo do pistão. À medida que mais mistura entra na folga, o comprimento das estrias aumenta até se colapsarem em pequenas bolhas após atingirem um comprimento crítico. Após o rompimento das estrias, as micro-bolhas resultantes percorrem o comprimento da folga em alta velocidade e se acumulam na saída da folga. Adicionalmente, o fato das estrias ocorrerem em uma região do canal e não em outra é um indicativo de metaestabilidade do escoamento, onde a mistura na entrada da folga possivelmente não está em equilíbrio para a pressão e a temperatura locais na entrada.

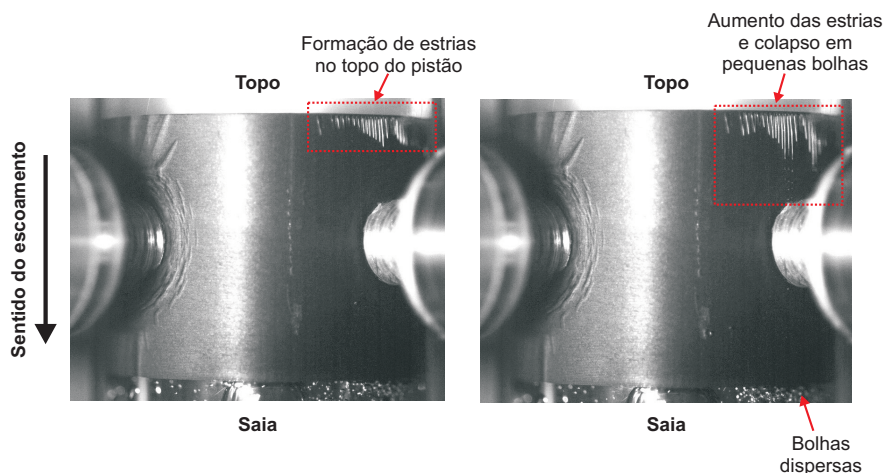


Figura 69 – Visualização da formação de estrias para o escoamento da mistura óleo-refrigerante na folga de $470\mu\text{m}$ (Condição de alinhamento).

A figura 70 mostra as mudanças na configuração do escoamento da mistura quando o topo e a base do pistão foram desalinhados em $250\mu\text{m}$ em relação ao cilindro pela movimentação da plataforma 4 no sentido positivo do eixo Y, de modo que a separação entre o pistão e o cilindro na face sendo observada passava a ser de $720\mu\text{m}$. Observa-se que estrias localizadas de maior comprimento passaram a surgir em uma área maior na região do topo do pistão em razão do desalinhamento ter aumentado o fluxo nesta região, o que consequentemente aumenta a queda de pressão local e a taxa de evaporação do refrigerante da mistura. Desta vez, diferentemente da posição de alinhamento, a instabilidade atinge um número maior de estrias que se desintegram em bolhas maiores formando um “trem” de bolhas que escoam em direção à

saída da folga.

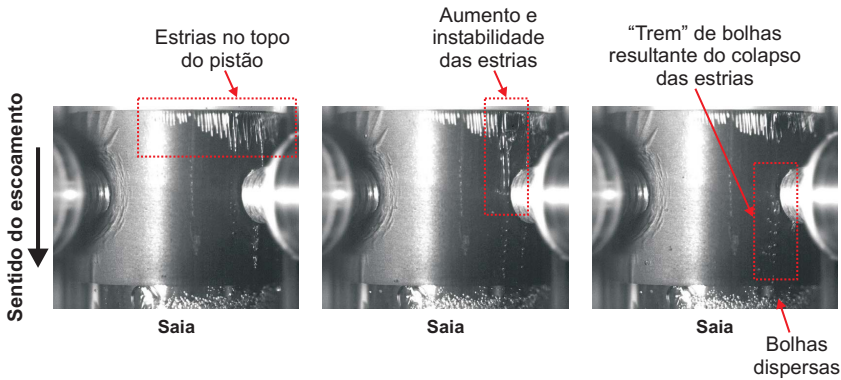


Figura 70 – Visualização da formação de estrias para o escoamento da mistura óleo-refrigerante na folga de $470\mu\text{m}$ (Desalinhamento: $\varepsilon_{topo,Y} = \varepsilon_{base,Y} = 0,5$).

4.3.2 Seção de Teste com o Pistão 2 (Folga de $107\mu\text{m}$)

A diminuição da folga nominal entre o pistão e o cilindro representou um problema para obtenção da posição de alinhamento entre o pistão e o cilindro, pelo fato da dimensão da folga ficar mais próxima dos erros de circularidade e cilindridade destes componentes. Isso impossibilitou a obtenção de uma distribuição de pressão ao longo do escoamento de óleo puro que ficasse próxima o suficiente dos perfis circunferenciais e longitudinais da situação idealizada da figura 49. Mesmo assim, foi possível fazer uma análise qualitativa da visualização do escoamento da mistura com o Pistão 2 montado na seção de teste. Para este testes, observou-se uma tendência maior de formação de bolhas na região da folga. Isso acontece porque a área transversal do escoamento pela folga é menor e, portanto, o atrito viscoso com as paredes do canal fazem com que o refrigerante seja liberado da mistura com mais facilidade dando origem à várias configurações de escoamento bifásico em bolhas.

A figura 71 mostra um resultado para a visualização da nucleação e desenvolvimento de bolhas de refrigerante no escoamento da mistura pela folga. As condições básicas deste e dos outros testes apresentados nesta sub-seção foram: $p_{VAP}=4,50$ bar, $p_{VBP}=1,99$

bar e $T_{liq,VAP}=30,01^{\circ}\text{C}$. Houve ainda a necessidade de utilizar diferentes graus de sub-resfriamento afim de se observar diferentes taxas de desprendimento do refrigerante nos testes.

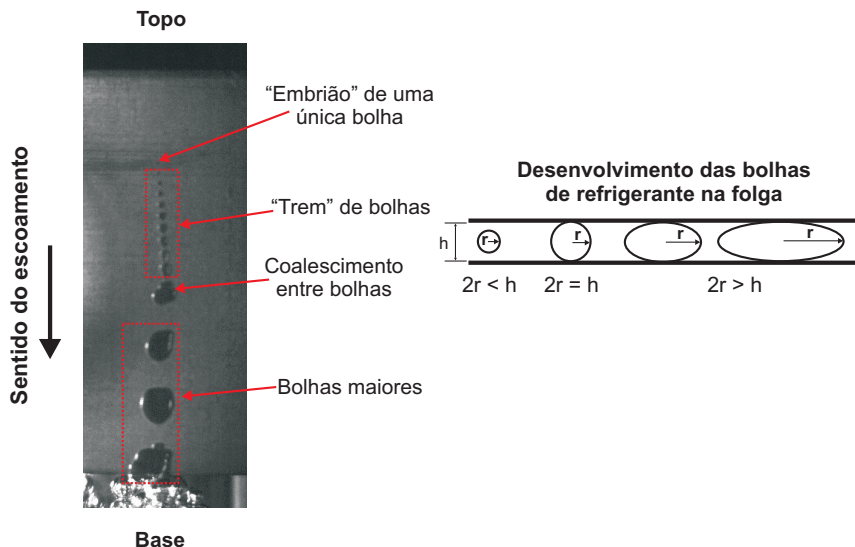


Figura 71 – Formação de bolhas na folga de $107\mu\text{m}$ para ΔT_{sub} na entrada de aproximadamente 7°C e a vazão medida pelo fluxímetro de $124,68\text{ kg/h}$.

A imagem da figura 71 mostra, para um grau de sub-resfriamento de aproximadamente 7°C na entrada da folga em relação a temperatura da mistura no VAP, o processo de nucleação das bolhas acontecendo no interior da folga, ao contrário dos resultados observados para o Pistão 1. Uma única bolha cresce a partir de um “embrião” que se forma provavelmente em um local de favorecimento, como por exemplo, uma rugosidade microscópica na superfície do pistão e do cilindro. Deste ponto em diante a bolha se mantém esférica com raio r até o seu diâmetro $2r$ atingir a espessura local da folga, h , onde a bolha passa a ter um formato achatado, como mostra o esquema da figura 71. É importante frisar que nos instantes iniciais do crescimento da bolha, enquanto ela ainda é esférica, seu volume aumenta com o cubo do raio e depois que ela atinge a espessura do canal, o volume passa a crescer com o quadrado do raio. A nucleação de uma bolha é sucedida pela nucleação de outras bolhas no mesmo local preferencial, o que faz com que as bolhas resultantes escoem em fila muito próximas umas das outras for-

mando um “trem de bolhas”. Eventualmente, algumas bolhas vizinhas podem se coalescer dando origem a bolhas maiores que se desintegram em bolhas menores após deixarem a folga.

Reduzindo o grau de sub-resfriamento da mistura na entrada 7°C para aproximadamente 3°C , mantendo as mesmas condições do teste anterior, o processo de desprendimento do refrigerante da folga se comporta da maneira mostrada no resultado da figura 72.

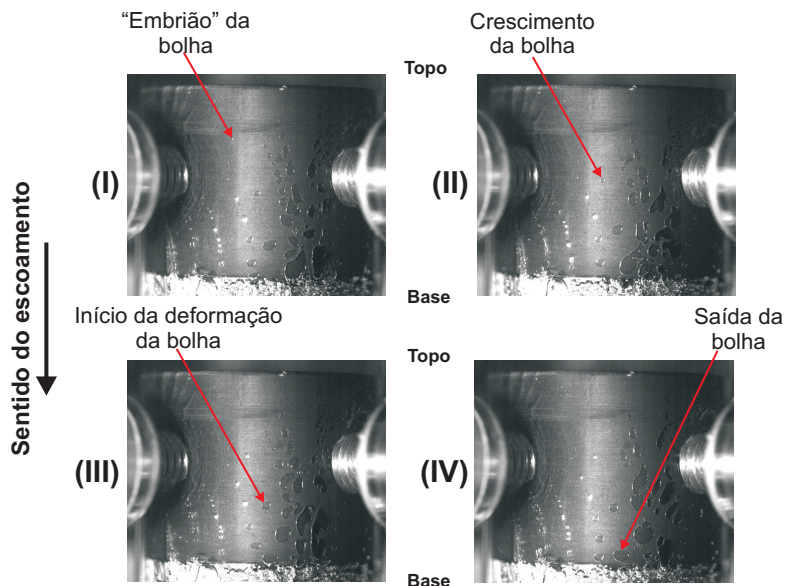


Figura 72 – Formação de bolhas e acompanhamento do crescimento de uma bolha isolada do escoamento da mistura na folga de $107\mu\text{m}$, para ΔT_{sub} na entrada de aproximadamente 3°C e vazão medida pelo fluxímetro de $124,68\text{ kg/h}$.

Observa-se que diversas bolhas, muitas delas sem um formato regular definido, agora aparecem do lado direito do pistão que tem o seu ponto de nucleação pouco depois da região de entrada no topo do pistão. Esta taxa de formação de bolhas que ocorre mais do lado direito do que do lado esquerdo pode ser consequência do desalinhamento existente, além das imperfeições geométricas presentes nas superfícies do pistão e do cilindro. A figura também mostra o acompanhamento de uma única bolha que surge e se desenvolve de maneira relativamente isolada das outras bolhas próximo a linha central do pistão.

A partir de um “embrião” que surge em um sítio de nucleação na parede do pistão ou do cilindro, a bolha cresce, se achata e começa a se deformar por causa da diferença de velocidade entre a mistura líquida e a bolha até atingir um tamanho máximo quando a bolha está para sair da folga e se desintegrar. O crescimento da bolha nesta trajetória (e também de todas as outras bolhas que surgem no escoamento) é motivado por dois fenômenos principais, que serão explorados com mais detalhes na modelagem matemática do crescimento de bolhas desenvolvido no Capítulo 7: a difusão molecular de refrigerante da mistura para a bolha e a expansão do gás na bolha devido a redução da pressão do escoamento. O tempo que a bolha levou para percorrer sua trajetória no escoamento, desde o surgimento até a sua saída na folga, foi de 16 ms, estimado através da contagem do número de quadros desde a primeira até a última imagem da figura.

Reduzindo mais ainda o grau de sub-resfriamento da mistura na entrada da folga, para cerca de 1°C , os resultados de visualização da figura 73 mostram uma população de bolhas ainda maior no escoamento em razão da mistura entrar na folga nas condições de pressão e temperatura mais próximas da saturação.

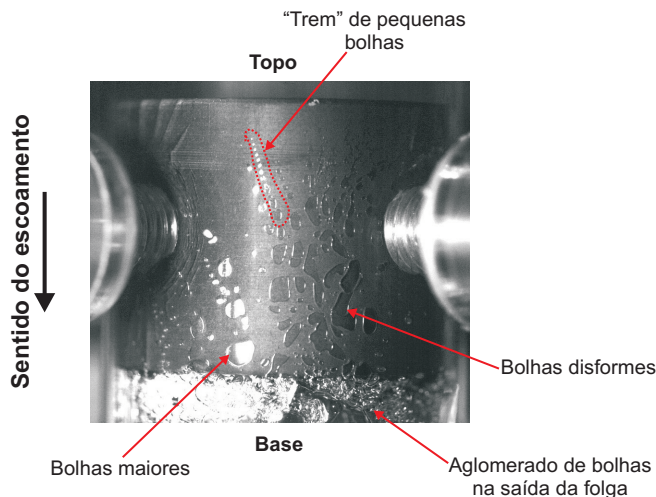


Figura 73 – Visualização das várias configurações de bolhas formadas no escoamento da mistura na folga de $107\mu\text{m}$ para ΔT_{sub} na entrada de aproximadamente 1°C .

Nesta condição podem ser observadas várias configurações do es-

coamento em bolhas pela folga, como os “trens” de bolhas que surgem a partir da nucleação de pequenas bolhas e que escoam enfileiradas e que coalescem formando bolhas maiores, bolhas que crescem isoladamente, e bolhas que se desenvolvem sem uma forma clara definida, chamadas aqui de disformes. Provavelmente, o surgimento destas bolhas disformes se deve às irregularidades da geometria da folga que faz com que as bolhas contornem caminhos de passagem mais fáceis como se tivessem escoando por uma espécie de “labirinto” de caminhos preferenciais. Ao final do escoamento, todas as bolhas que se formaram na folga tendem a se desfazer em bolhas menores que se acumulam na região de recirculação formada na base do pistão.

4.4 SÍNTESE DO CAPÍTULO

Este capítulo apresentou os resultados obtidos com a bancada experimental construída para o estudo do escoamento de uma mistura de óleo e refrigerante pela geometria da folga pistão-cilindro com o pistão estacionário. Os testes experimentais foram divididos em 3 etapas de acordo com a finalidade, sendo a primeira etapa de centralização do pistão no cilindro através do escoamento de óleo puro pela folga, a segunda etapa de medição da distribuição de pressão, queda de temperatura e de vazão do escoamento da mistura pela folga e a terceira etapa de visualização do escoamento da mistura na folga.

As conclusões gerais dos resultados apresentados neste capítulo são resumidos a seguir:

- Os testes de centralização do pistão no cilindro envolveram a incidência do escoamento monofásico de óleo puro na folga. A queda de pressão longitudinal calculada a partir da vazão medida do escoamento e as distribuições circunferenciais de pressão na folga foram comparados com valores teóricos calculados para a situação de alinhamento perfeito. Os desvios entre as grandezas medidas e teóricas forneciam a indicação do desalinhamento, que por sua vez era corrigido, movimentando as plataformas 2, 3 e 4 acionadas por micrômetros. Após um processo de procura por tentativa e erro, a posição de centro entre o pistão e o cilindro foi estabelecida, levando em conta as incertezas de medição das grandezas envolvidas. Medições adicionais da pressão e da vazão do escoamento para níveis maiores de pressão no VAP mostraram que o alinhamento estabelecido pode ser afetado quando se aumenta a diferença de pressão entre o VAP e o VBP.

- O procedimento de alinhamento só foi obtido de maneira satisfatória para o Pistão 1 na seção de teste, cuja folga nominal com o cilindro foi de $470\mu\text{m}$. Com o Pistão 2, que forneceu uma folga nominal de $107\mu\text{m}$, não foi possível obter o alinhamento através da metodologia proposta. O motivo foi a ordem de grandeza dos desvios de circularidade e cilindricidade do Pistão 2 que eram muito próximas da dimensão da própria folga. Em razão de não ter sido encontrada uma posição de referência para o centro do Pistão 2 no cilindro, os perfis de pressão do escoamento da mistura na folga foram medidos somente com o Pistão 1.
- Em virtude da perda de carga sofrida pelo escoamento, principalmente na tubulação de entrada na folga, as distribuições de pressão do escoamento para o Pistão 1 tiveram que ser feitas considerando a entrada de uma fração de gás na folga. Este procedimento foi utilizado para estudar o escoamento bifásico na folga, já que a queda de pressão na folga em todos os testes foi insuficiente para provocar algum desprendimento significativo de refrigerante nesta região. A pequena queda de pressão do escoamento na folga é atribuída à alta perda de carga nas tubulações de entrada e de saída da folga. Como resultado da baixa taxa de desprendimento a folga, a temperatura do escoamento sofreu uma pequena queda.
- A presença de gás logo na entrada do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga do Pistão 1 em alinhamento surtiu efeito nos perfis de pressão medidos. A aceleração do escoamento provocado pela expansão do gás na folga produziu quedas de pressão um pouco mais acentuadas nas proximidades da saída do escoamento em todos os casos testados. A análise paramétrica mostrou que a variação isolada das condições de pressão e temperatura no VAP e no VAB tendem a afetar o escoamento como um todo, inclusive a perda de carga nas tubulações de entrada e de saída da mistura na folga.
- Os resultados das medições para o pistão desalinhado a partir da condição de alinhamento indicaram que o surgimento de caminhos preferenciais de passagem da mistura em algumas regiões da folga afetaram consideravelmente a distribuição de pressão do escoamento. Adicionalmente, a precisão do grau de desalinhamento ficou comprometida à medida que as paredes do pistão e do cilindro ficaram mais próximas na região de folga mínima.
- Os resultados de visualização tiveram um caráter mais qualita-

tivo e permitiram mostrar a configuração dos padrões de escoamento incidentes na folga e a ocorrência de fenômenos ligados à existência de um escoamento metaestável. Parâmetros como o desalinhamento e o grau de sub-resfriamento da mistura na saída do VAP influenciaram os padrões de escoamento observados. Mesmo não estando alinhado, o Pistão 2 favoreceu mais o desprendimento do refrigerante na folga na forma de bolhas. Com o Pistão 2 montado na seção de teste foi possível analisar com mais detalhes o processo de nucleação e crescimento das bolhas, além da influência que a geometria do canal exerce na dinâmica e interação entre bolhas vizinhas.

5 MODELAGEM DO ESCOAMENTO PELA FOLGA PISTÃO-CILINDRO EM EQUILÍBRIO

Este capítulo é dedicado ao desenvolvimento de uma metodologia numérica para a simulação do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela geometria da folga pistão-cilindro, analisada experimentalmente nos dois capítulos anteriores. Duas considerações importantes desta modelagem são: que o escoamento bifásico em bolhas resultante da mudança de fase do refrigerante na folga é resolvido assumindo-se que não existe velocidade relativa entre as fases (modelo homogêneo), e que a mistura sempre se encontra em equilíbrio mecânico e termodinâmico local ao longo de todo escoamento. Adicionalmente, as propriedades bifásicas da mistura necessárias ao modelo são calculadas como médias ponderadas pela fração volumétrica de cada uma das fases individualmente.

A solução é obtida através da modelagem da Equação de Reynolds sem os termos relacionados aos movimentos axial e radial do pistão, e da modelagem da Equação da Conservação da Energia onde são levados em contas os efeitos de difusão de calor e de massa, advecção e de compressibilidade da fase vapor no transporte de energia térmica pelo escoamento. Essas equações permitem que as distribuições de pressão e temperatura do escoamento ao longo da folga sejam determinados, além do restante das propriedades do escoamento que dependem destas variáveis. O modelo é validado através da comparação com os resultados experimentais obtidos no capítulo anterior. Em seguida, é feita uma análise da resposta do modelo frente a mudança de alguns de seus parâmetros de entrada.

5.1 MODELAGEM FÍSICA

A figura 74 mostra um esquema da configuração do escoamento pela folga pistão-cilindro que é modelado aqui, para uma situação ilustrativa de desalinhamento entre o pistão e o cilindro. Neste caso, em que o pistão está parado, a força motriz do escoamento é a diferença entre a pressão no topo (p_{topo}) e na base do pistão (p_{base}), que no caso da bancada de escoamento pela folga pistão-cilindro, era mantida pela diferença de pressão imposta entre os vasos de alta e de baixa pressão. Esta diferença de pressão imposta gera uma vazão de fluido, \dot{m} , que passa ao longo da folga no sentido do topo para a base do

pistão. Os efeitos de borda na região anterior a entrada da folga são desprezadas aqui, de modo que o perfil de velocidades do escoamento na entrada é considerado uniforme. Além da diferença de pressão, uma diferença de temperatura também é imposta entre o topo (T_{topo}) e a base (T_{base}) do pistão em vista das observações experimentais descritas no capítulo 4 que mostraram a queda na temperatura do escoamento ao longo da folga para o escoamento adiabático da mistura na folga. O desalinhamento entre o pistão e o cilindro (exagerado na figura 74) causa variações na área da transversal do escoamento tanto na direção circunferencial, como na direção axial da folga e estão relacionadas aos gradientes de pressão e de temperatura nestas direções.

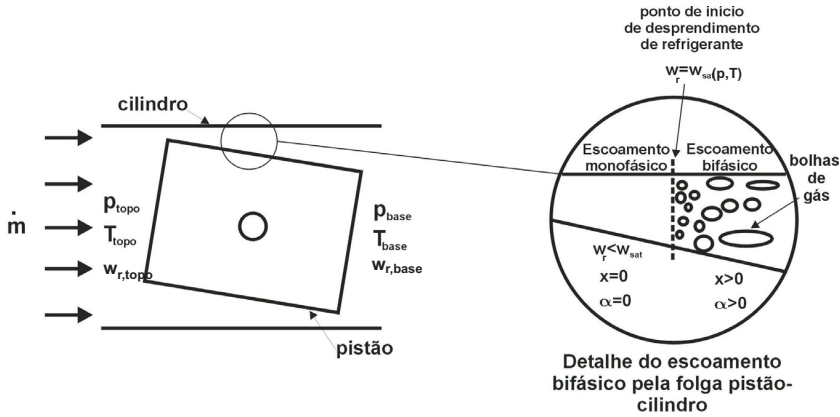


Figura 74 – Esquema da modelagem física do escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga pistão-cilindro.

A mistura no topo do pistão é mantida em um estado termodinâmico fixo, definido pela pressão, pela temperatura e pela concentração de refrigerante, w_r , a qual é definida como a quantidade de refrigerante dissolvida na mistura líquida dada por,

$$w_r = \frac{m_{rl}}{m_{rl} + m_{oleo}} \quad (5.1)$$

onde m_{rl} e m_{oleo} são, respectivamente, as massas de refrigerante e de óleo na mistura líquida. À medida que a mistura escoar pela folga, a queda de pressão por atrito viscoso com as paredes do pistão e do cilindro reduz a solubilidade, w_{sat} , do refrigerante no óleo. A solubilidade é definida como a quantidade máxima de refrigerante que pode ser dis-

solvida na mistura para uma dada condição de pressão e temperatura locais de equilíbrio dada por,

$$w_{sat} = w_{sat}(p, T) \quad (5.2)$$

A partir deste ponto, assume-se que a relação entre a concentração de refrigerante definida na entrada do escoamento (topo do pistão) e a solubilidade local no topo leva a duas diferentes situações, como está ilustrado no detalhe da figura 74. Enquanto a concentração de refrigerante for menor do que a solubilidade definida para a pressão e a temperatura locais do escoamento, o escoamento é localmente monofásico, sem desprendimento de refrigerante, e a concentração de refrigerante na mistura se mantém inalterada. Por outro lado, quando a solubilidade local, que se reduz devido à queda de pressão do escoamento, torna-se igual a concentração de refrigerante definida no topo do pistão, a mistura não consegue mais comportar a quantidade de refrigerante dissolvida na entrada. O resultado é a evaporação do excesso de refrigerante dando origem ao escoamento bifásico em bolhas mostrado na figura 74. A fase líquida remanescente é assumida estar em equilíbrio termodinâmico, de modo que a concentração de refrigerante é sempre igual solubilidade local. Adicionalmente, pelo fato de a evaporação do refrigerante ser um processo endotérmico e o escoamento é aproximado como adiabático, a temperatura do escoamento diminui ao longo da folga.

A partir do momento em que se inicia o escoamento bifásico na folga, dois parâmetros de proporção das fases se tornam importantes na caracterização do escoamento: o título (x) e a fração de vazio (α). O título da mistura bifásica é definido como sendo a razão entre a massa da fase vapor e a massa total da mistura, e que pode ser escrita em função da concentração na entrada do escoamento (topo do pistão) e da solubilidade local como,

$$x = \frac{w_{r,topo} - w_{sat}(p, T)}{1 - w_{sat}(p, T)} \quad (5.3)$$

A fração de vazio é definida como a razão entre a área ocupada pelo gás e a área total ocupada pela mistura em uma dada seção transversal, onde pelo modelo homogêneo, que assume que as duas velocidades escoam com a mesma velocidades, pode ser calculada por,

$$\alpha = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \frac{\rho_v}{\rho_l} \right]} \quad (5.4)$$

onde ρ_l e ρ_v são as densidades das fases líquida e vapor, respectivamente.

5.2 MODELAGEM MATEMÁTICA

A geometria do problema junto com os sistemas de coordenadas utilizados na modelagem matemática do escoamento pela folga pistão-cilindro estão ilustrados na figura 75 onde o pistão tem raio R e comprimento L . São referenciados dois sistemas de eixos coordenados: um sistema cilíndrico $r\theta z$, com origem no centro do topo do pistão e outro sistema retangular XYZ , fixo no topo do cilindro. O sistema cilíndrico solidário ao pistão é utilizado para referenciar as distribuições de pressão e temperatura ao longo de toda extensão da folga, enquanto que o sistema retangular é utilizado na representação dos desalinhamentos entre o pistão e cilindro.

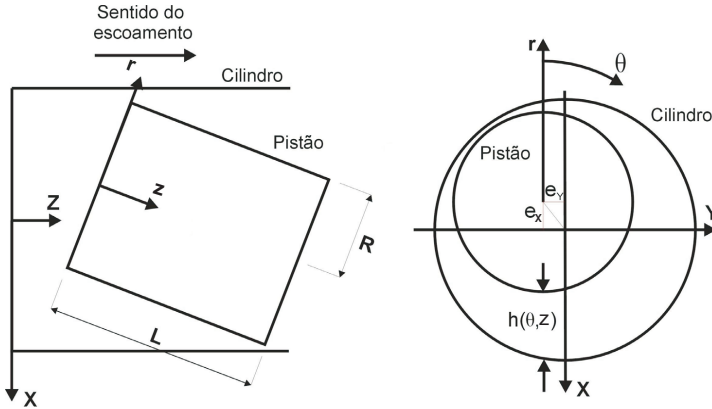


Figura 75 – Geometria e sistema de coordenadas do modelo do escoamento pela folga pistão-cilindro.

Os desalinhamentos do conjunto são representados pelas excentricidades entre o pistão e o cilindro e_x e e_y ao longo do plano XY do sistema de coordenadas fixo no cilindro. Os desalinhamentos são causados pelo movimento controlado de translação nas direções X e Y , e de rotação do pistão no plano XZ ; considera-se que o ponto de rotação do pistão no plano XZ está localizado na posição $L/2$ do eixo z do sistema cilíndrico solidário ao pistão. Vale ressaltar também que as excentricidades e_x e e_y variam ao longo do comprimento L do pistão,

sendo então funções da coordenada z do sistema cilíndrico. As excentricidades do conjunto geram um filme que escoar pela folga de espessura h que, dependendo da forma como o pistão é desalinhado, pode variar tanto com a coordenada circunferencial, θ , como com a coordenada longitudinal z do pistão. Através de relações trigonométricas, a espessura da folga pode ser calculada como,

$$h(\theta, z) = c - e_X \cos \theta - e_Y \sin \theta \quad (5.5)$$

onde c é a folga radial entre o pistão e o cilindro. As excentricidades e_X e e_Y podem ser referenciadas em função da coordenada z do sistema cilíndrico e das excentricidades no topo e na base do pistão como,

$$e_X = e_{topo,X} - \frac{e_{topo,X} - e_{base,X}}{L} z \quad (5.6)$$

$$e_Y = e_{topo,Y} - \frac{e_{topo,Y} - e_{base,Y}}{L} z \quad (5.7)$$

5.2.1 Hipóteses Simplificativas

São admitidas as seguintes simplificações para a modelagem matemática do problema:

1. É desconsiderada a variação das propriedades do escoamento ao longo da direção radial (r);
2. Escoamento laminar, adiabático e em regime permanente;
3. A mistura é tratada como um fluido Newtoniano;
4. O pistão e o cilindro são considerados corpos rígidos;
5. A fase líquida é formada por uma solução de óleo e refrigerante líquido, enquanto que a fase vapor é formada apenas por refrigerante gasoso;
6. Assume-se que a mistura esteja saturada na entrada da folga com as propriedades uniformes ao longo da direção circunferencial;
7. A mistura escoar pela folga em equilíbrio mecânico, térmico e termodinâmico;

A hipótese 1 é uma aproximação razoável devido ao fato de que a dimensão da folga radial entre o pistão e o cilindro ser muito menor do

que o raio do pistão. A hipótese 4 considera que tanto o pistão como o cilindro não sofrem deformações de natureza mecânica ou térmica. A hipótese 5 leva em consideração a baixa pressão de vapor do óleo em comparação com a pressão de vapor do refrigerante. Por último, a hipótese 7 considera que não existem diferenças de pressão e de temperatura entre as fases, e que o desprendimento de refrigerante se inicia exatamente quando a pressão do escoamento atinge a pressão de saturação; a partir deste ponto, supõe-se que a mistura líquida escoa sempre saturada de refrigerante, ou seja, que a concentração de refrigerante é igual a solubilidade local. Esta hipótese de equilíbrio da mistura será contestada mais adiante no último capítulo deste trabalho.

A seguir, a obtenção das equações governantes do problema, a equação de Reynolds e a Equação da Conservação da Energia para a determinação das distribuições de pressão e temperatura do escoamento, será apresentada e discutida passo a passo.

5.2.2 Equação de Reynolds

Nesta seção será apresentada, de forma breve, a dedução da equação geral da lubrificação hidrodinâmica, mais conhecida como a equação de Reynolds. Deduções mais detalhadas podem ser encontradas em bibliografias clássicas sobre a teoria da lubrificação como Cameron (1966) e Hamrock (1994).

Considera-se a geometria planificada da folga pistão-cilindro onde a coordenada circunferencial θ do sistema cilíndrico $r\theta z$ é linearizada, como mostra a figura 76. As superfícies do pistão e do cilindro estão separadas por uma fina película de lubrificante cuja espessura h é muito menor do que as dimensões L e $2\pi R$.

Em nome da generalidade do problema, as velocidades das superfícies do pistão e do cilindro nas três direções do sistema de coordenadas são V_r , V_θ e V_z . Admitindo também que o fluido é Newtoniano, com propriedades constantes e que os efeitos de inércia do escoamento do fluido devido ao movimento das superfícies são desprezíveis em relação aos efeitos de atrito, as equações de Navier-Stokes para as direções θ e z podem ser escritas como:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial \theta} = \mu \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} \quad (5.9)$$

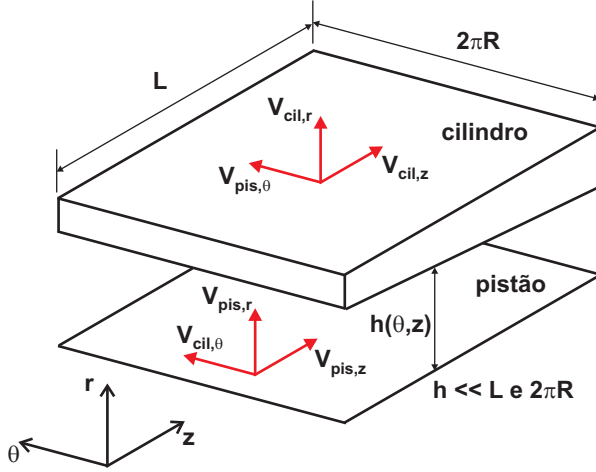


Figura 76 – Geometria para a dedução da equação de Reynolds.

onde p é a pressão do fluido, μ é a viscosidade dinâmica, e u_θ e u_z são as velocidades do escoamento nas direções θ e z , respectivamente. Da integração das eqs. 5.8 e 5.9 na direção r levando em consideração as seguintes condições de contorno identificadas na figura 76,

$$\begin{aligned} r = 0 &\Rightarrow u_\theta = V_{pis,\theta}, u_z = V_{pis,z} \\ r = h &\Rightarrow u_\theta = V_{cil,\theta}, u_z = V_{cil,z} \end{aligned} \quad (5.10)$$

obtém-se os perfis de velocidades do fluido $u_\theta(r)$ e $u_z(r)$ dados por,

$$u_\theta(r) = \frac{1}{2\mu R} \frac{\partial p}{\partial \theta} (r^2 - rh) + (V_{cil,\theta} - V_{pis,\theta}) \frac{r}{h} + V_{pis,\theta} \quad (5.11)$$

$$u_z(r) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (r^2 - rh) + (V_{cil,z} - V_{pis,z}) \frac{r}{h} + V_{pis,z} \quad (5.12)$$

Tomando agora a equação diferencial da conservação da massa em sua forma conservativa,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (\rho u_r) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho u_\theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0 \quad (5.13)$$

onde ρ é a densidade do fluido, e integrando-a em relação à coordenada radial dentro dos limites de 0 a h tem-se,

$$\int_0^h \frac{\partial \rho}{\partial t} dr + \int_0^h \frac{\partial (\rho u_r)}{\partial r} dr + \frac{1}{R} \int_0^h \frac{\partial (\rho u_\theta)}{\partial \theta} dr + \int_0^h \frac{\partial (\rho u_z)}{\partial z} dr = 0 \quad (5.14)$$

Para a solução da terceira e quarta integrais à esquerda da equação anterior utiliza-se a regra de Leibnitz, dada por,

$$\int_0^h \frac{\partial}{\partial r} [f(r, \theta, z)] dz = \frac{\partial}{\partial r} \left[\int_0^h f(r, \theta, z) dz \right] - f(r, \theta, z) \frac{\partial h}{\partial r} \quad (5.15)$$

onde, desta forma, considerando as propriedades do filme fluido constantes, tem-se, então, para cada uma das integrais da eq.(5.14),

$$\int_0^h \frac{\partial \rho}{\partial t} dr = h \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (5.16)$$

$$\int_0^h \frac{\partial (\rho u_r)}{\partial r} dr = \rho (V_{cil,r} - V_{pis,r}) \quad (5.17)$$

$$\int_0^h \frac{\partial (\rho u_\theta)}{\partial \theta} dr = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\rho \int_0^h u_\theta dr \right) - \rho V_{cil,\theta} \frac{\partial h}{\partial \theta} \quad (5.18)$$

$$\int_0^h \frac{\partial (\rho u_z)}{\partial z} dr = \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \int_0^h u_z dr \right) - \rho V_{cil,z} \frac{\partial h}{\partial z} \quad (5.19)$$

Calculando as integrais que ainda restam nas eqs. (5.18) e (5.19), fazendo uso das eqs. (5.11) e (5.12), o resultado é,

$$\int_0^h u_\theta dr = -\frac{h^3}{12\mu R} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{V_{cil,\theta} + V_{pis,\theta}}{2} h \quad (5.20)$$

$$\int_0^h u_z dr = -\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{V_{cil,z} + V_{pis,z}}{2} h \quad (5.21)$$

Substituindo então os resultados das eqs. (5.16)-(5.21) na eq. (5.14) e rearranjando os termos, finalmente tem-se a equação de Reynolds escrita como,

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\rho h^3}{12\mu R} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\rho (V_{cil,\theta} + V_{pis,\theta}) \frac{h}{2} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho (V_{cil,z} + V_{pis,z}) \frac{h}{2} \right] - \frac{\rho V_{cil,\theta}}{R} \frac{\partial h}{\partial \theta} \\ &- \rho V_{cil,z} \frac{\partial h}{\partial z} + \rho (V_{cil,r} - V_{pis,r}) + h \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned} \quad (5.22)$$

Vale ressaltar que a eq. (5.22) é a equação de Reynolds em sua forma mais geral e pode ser aplicada na descrição de qualquer fenômeno relacionado à lubrificação hidrodinâmica. Esta equação contempla vários efeitos presentes no filme fluido que, terão importância fundamental na análise hidrodinâmica dos problemas propostos ao longo deste trabalho.

O termo ao lado esquerdo da eq. (5.22) é o termo de escoamento de Poiseuille, que diz respeito ao escoamento do fluido induzido pelos gradientes de pressão no filme. Já do lado direito da equação, os dois primeiros termos são devido ao escoamento de Couette que representa o escoamento do fluido causado pelo movimento das superfícies nas direções y e z . Estes últimos podem ser desmembrados em termos menores que resultam em diferentes efeitos que provém da variação da espessura do filme (“cunha” geométrica), da variação da densidade do fluido (“cunha” de densidade) e da variação das velocidades das superfícies (alongamento). Para mais detalhes sobre estes efeitos, a recomenda-se o livro de Hamrock (1994). O terceiro, quarto e quinto termos do lado direito da equação são os termos de filme espremido, resultado da compressão de uma superfície contra a outra que tende a expulsar o filme da folga, enquanto que o último termo representa a expansão local do fluido.

No entanto, a ausência de movimento entre as superfícies do pistão e do cilindro do problema aqui proposto anula todo lado direito da eq. (5.22) que se reduz a,

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 0 \quad (5.23)$$

onde, para este caso em que o escoamento ocorre sem os movimentos do pistão e do cilindro, os termos resultantes na equação de Reynolds representam o escoamento de Poiseuille, que correlacionam a variação da pressão do filme unicamente aos os efeitos viscosos do escoamento pela folga.

As condições de contorno associadas a equação anterior referem-se às pressões prescritas no topo e na base do pistão, além da circularidade do domínio da direção θ ,

$$\begin{aligned} z = 0 &\Rightarrow p(\theta, 0) = p_{topo} \\ z = L &\Rightarrow p(\theta, L) = p_{base} \\ p(0, z) &= p(2\pi, z) \end{aligned} \quad (5.24)$$

Finalmente, considerando como fluido a mistura óleo-refrigerante, da qual o refrigerante pode se desprender na forma de bolhas de gás, a eq. (5.23) passa a ser escrita em função das pseudo-propriedades do escoamento como,

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\bar{\rho} h^3}{\bar{\mu}} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{\rho} h^3}{\bar{\mu}} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 0 \quad (5.25)$$

onde $\bar{\rho}$ e $\bar{\mu}$ são, respectivamente, a densidade e a viscosidade médias do fluido bifásico, que são calculadas a partir das propriedades de cada uma das fases ponderadas no título ou na fração de vazio,

$$\bar{\rho} = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l \quad (5.26)$$

Existem diversos modelos de cálculo da viscosidade bifásica e o que difere estes modelos uns dos outros é a maneira de ponderar as propriedades das fases. Fatores como a geometria, condições do escoamento e o tipo de mistura considerada sugerem que umas correlações sejam mais apropriadas do que outras, dependendo da aplicação. Grando (2001), Dias (2006) e Dias e Gasche (2008) testaram algumas destas correlações para o escoamento de misturas óleo-refrigerante e seis delas também serão testadas aqui:

$$\bar{\mu} = \mu_l \left[1 + x \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right) \right] \quad (5.27)$$

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (5.28)$$

$$\bar{\mu} = \mu_l \left[(1-x) + x \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}} \right]^{-1} \quad (5.29)$$

$$\bar{\mu} = x\mu_v + (1-x)\mu_l \quad (5.30)$$

$$\bar{\mu} = \frac{x\rho_l\mu_v + (1-x)\rho_v\mu_l}{x\rho_l + (1-x)\rho_v} \quad (5.31)$$

$$\bar{\mu} = \mu_v\alpha + \mu_l(1-\alpha)(1+2,5\alpha) \quad (5.32)$$

As correlações das eqs. (5.27)-(5.32) foram originalmente propostas por Davidson, Hardie e Humpheys (1943), Isbin, Moen e Wicler (1958), Akers, Deans e Crosser (1959), Cichitti et al. (1960), Dukler, Wicks e Cleveland (1964) e Beatie e Whalley (1981), respectivamente.

Uma vez determinado o campo de pressão do escoamento, a vazão da mistura que passa pela folga pode ser facilmente determinada através da integração do campo de velocidades da eq. (5.12) com as velocidades superficiais nulas ao longo das direções radial e circunferencial da folga,

$$\dot{m} = \int_0^{2\pi} \int_0^h \bar{\rho} u_z(r) R d\theta dz = -\frac{R}{12} \int_0^{2\pi} \frac{\bar{\rho}}{\bar{\mu}} \frac{\partial p}{\partial z} h^3 d\theta \quad (5.33)$$

5.2.3 Equação da Conservação da Energia

Para a obtenção da equação da conservação da energia para o escoamento de óleo e refrigerante pela geometria da folga pistão-cilindro, considera-se o esquema da figura 77, onde um sistema bifásico líquido-vapor escoar por uma geometria arbitrária. A proporção de cada fase presente no escoamento é determinada pelas frações de vazio de líquido e de vapor, α_l e α_v , e como definido pelo modelo homogêneo, as fases escoam numa mesma velocidade \bar{V} . Além disso, a hipótese de equilíbrio local assegura que nem calor e nem quantidade de movimento sejam trocados entre as fases, o que resulta na igualdade de temperatura e de pressão entre as fases em uma dada seção do escoamento. Devido à mudança de fase, a massa de uma fase que migra para a outra é compu-

tada pelo parâmetro Γ_k . No entanto, supõe-se que tal transferência de massa não provoque troca de quantidade de movimento entre as fases (no sentido de que o aumento da massa de uma das fases não altere a sua velocidade em relação à outra fase), de modo que a hipótese de equilíbrio mecânico local continua válida.

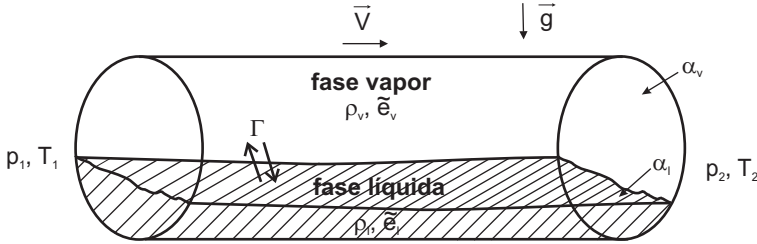


Figura 77 – Geometria para a dedução da equação da conservação da energia.

O ponto de partida da modelagem é a equação que descreve o transporte da energia total (energia térmica + energia mecânica) em uma geometria arbitrária, que vale para ambas as fases. Dessa forma, escrita para uma fase “k” qualquer, a equação da conservação da energia é (COLLIER; THOME, 1994),

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\alpha_k \rho_k \left(\tilde{e}_k + \frac{V^2}{2} \right) \right] &+ \nabla \cdot \left[\alpha_k \rho_k \left(\tilde{e}_k + \frac{V^2}{2} \right) \vec{V} \right] = -\nabla \cdot (\alpha_k \vec{q}_k) \\ &+ \alpha_k \rho_k \vec{g} \cdot \vec{V} - \nabla \cdot (\alpha_k p \vec{V}) - p \frac{\partial \alpha_k}{\partial t} \\ &+ \left(\tilde{e}_k + \frac{V^2}{2} + \frac{p}{\rho_k} \right) \Gamma_k \end{aligned} \quad (5.34)$$

onde \tilde{e}_k é a energia interna específica da fase “k”, \vec{q}_k é o vetor fluxo de calor conduzido pela fase “k” e \vec{g} é o vetor aceleração da gravidade. O parâmetro Γ descreve o fluxo de massa entre as fases e é dado pela conservação da massa da fase “k” como,

$$\Gamma_k = \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{V}) \quad (5.35)$$

Na eq. (5.34) foram desprezados os efeitos da dissipação viscosa (pelo fato de não existirem grandes gradientes de velocidade no escoamento), da geração interna de calor, da transferência de calor pelas

paredes do duto e entre as fases e das forças de cisalhamento na interface (supondo que as fases escoam à mesma velocidade). Dos termos restantes, o primeiro e o segundo do lado esquerdo representam, respectivamente, o transporte transiente e advectivo de energia da fase “k”. Do lado direito, o primeiro termo representa o transporte de calor por difusão, enquanto que o segundo termo representa o trabalho realizado pelas forças de campo. O terceiro termo é o trabalho feito pelas forças de pressão da própria fase “k” e os dois últimos termos representam, respectivamente, o trabalho de pressão realizado sobre a fase “k” pela outra fase e o fluxo total de energia para a fase “k” pela transferência de massa.

Tomando agora a equação vetorial da conservação da quantidade de movimento linear para a fase “k” sem o termo viscoso (COLLIER; THOME, 1994), tem-se,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k \vec{V}) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{V} \vec{V}) = -\alpha_k \nabla p + \alpha_k \rho_k \vec{g} + \vec{V} \Gamma_k \quad (5.36)$$

onde ∇p é o gradiente de pressão do escoamento. Realizando a multiplicação escalar da equação anterior pelo vetor velocidade \vec{V} , obtém-se,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\alpha_k \rho_k \frac{V^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left(\alpha_k \rho_k \frac{V^2}{2} \vec{V} \right) &= -\alpha_k \vec{V} \cdot \nabla p + \alpha_k \rho_k \vec{g} \cdot \vec{V} \\ &+ \frac{V^2}{2} \Gamma_k \end{aligned} \quad (5.37)$$

Substituindo então a eq. (5.37) na eq. (5.34), o resultado é a equação da conservação da energia térmica da fase “k”,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k \tilde{e}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \tilde{e}_k \vec{V}) &= -\nabla \cdot (\alpha_k \vec{q}_k) - p \nabla \cdot (\alpha_k \vec{V}) \\ &- p \frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \left(\tilde{e}_k + \frac{p}{\rho_k} \right) \Gamma_k \end{aligned} \quad (5.38)$$

É conveniente escrever a equação anterior em termos da entalpia específica da fase “k”, i_k , onde,

$$i_k \equiv \tilde{e}_k + \frac{p}{\rho_k} \quad (5.39)$$

Assim, a eq.(5.38) torna-se,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k i_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k i_k \vec{V}) = -\nabla \cdot (\alpha_k \vec{q}_k) + \alpha_k \frac{Dp}{Dt} + i_k \Gamma_k \quad (5.40)$$

onde $Dp/Dt = \partial p/\partial t + \vec{V} \cdot \nabla p$ é a derivada material da pressão. Após algumas manipulações algébricas, o lado direito da eq. (5.40) pode ser escrito como,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k i_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k i_k \vec{V}) = \alpha_k \rho_k \frac{Di_k}{Dt} + i_k \Gamma_k \quad (5.41)$$

e substituindo esta última equação na eq. (5.40), finalmente tem-se,

$$\alpha_k \rho_k \frac{Di_k}{Dt} = -\nabla \cdot (\alpha_k \vec{q}_k) + \alpha_k \frac{Dp}{Dt} \quad (5.42)$$

A eq. (5.42) descreve a variação da entalpia em termos da difusão de calor e dos gradientes de pressão ao longo do escoamento da fase “k”. A seguir, as equações específicas para as fases líquida e vapor serão obtidas a partir desta formulação genérica, levando em conta as particularidades do transporte de energia de cada fase da mistura óleo-refrigerante que, por fim, serão combinadas em uma única equação para a geometria da folga pistão-cilindro.

5.2.3.1 Equação para a Fase Líquida

Assume-se que a fase líquida é composta por uma mistura binária de óleo e refrigerante líquido em equilíbrio termodinâmico. Neste caso, é mais adequado escrever a entalpia específica da mistura como uma função da pressão, da temperatura e das concentrações dos componentes,

$$i_l = i_l(p, T, w_r, w_o) \quad (5.43)$$

onde w_r e w_o são, respectivamente, as concentrações de óleo e de refrigerante líquido na mistura. Supondo que a entalpia da fase líquida é uma função contínua e diferenciável no domínio em questão e sabendo que a identidade $w_r + w_o = 1$ é válida, a variação da entalpia pode ser

matematicamente expressa através de,

$$di_l = \left. \frac{\partial i_l}{\partial p} \right|_{T, w_r, w_o} dp + \left. \frac{\partial i_l}{\partial T} \right|_{p, w_r, w_o} dT + \left(\left. \frac{\partial i_l}{\partial w_r} \right|_{p, T, w_o} - \left. \frac{\partial i_l}{\partial w_o} \right|_{p, T, w_r} \right) dw_r \quad (5.44)$$

Considerando as seguintes relações termodinâmicas para as derivadas parciais da equação anterior,

$$\rho_l \frac{\partial i_l}{\partial p} = 1 - \gamma_l T \quad (5.45)$$

$$\rho_l \frac{\partial i_l}{\partial T} = \rho_l c_{p,l} \quad (5.46)$$

$$\frac{\partial i_l}{\partial w_r} - \frac{\partial i_l}{\partial w_o} \equiv \tilde{i}_{rl} - \tilde{i}_o \quad (5.47)$$

onde γ_l é o coeficiente de compressibilidade térmica do líquido, $c_{p,l}$ é o calor específico a pressão constante da fase líquida e \tilde{i}_{rl} e \tilde{i}_o são, respectivamente, as entalpias parciais do refrigerante e do óleo, definidas como sendo as entalpias de cada um dos componentes como se estivessem puros na mistura.

Substituindo então as eqs. (5.45)-(5.47) na eq. (5.44) e substituindo o resultado no lado direito da eq. (5.42) escrita para a fase líquida tem-se,

$$\alpha_l \rho_l c_{p,l} \frac{DT}{Dt} = -\nabla \cdot (\alpha_l \vec{q}_l) + \alpha_l \gamma_l T \frac{Dp}{Dt} - \alpha_l \rho_l (\tilde{i}_{rl} - \tilde{i}_o) \frac{Dw_r}{Dt} \quad (5.48)$$

A difusão molecular do refrigerante na mistura líquida gera dois mecanismos distintos de transporte de calor ao longo da fase líquida na direção do escoamento. O primeiro mecanismo é por difusão de calor devido ao gradiente de temperatura da mistura, modelado pela Lei de Fourier. O segundo é causado pela mobilidade do refrigerante na mistura devido aos gradientes de concentração dos componentes, como previsto pela Lei de Fick. Assim, o vetor fluxo de calor da fase líquida passa a ser escrito como,

$$\vec{q}_l = -k_l \nabla T - \rho_l D_{or} (\tilde{i}_{rl} - \tilde{i}_o) \nabla w_r \quad (5.49)$$

onde k_l é a condutividade térmica da fase líquida e D_{or} é o coeficiente de difusão de massa do refrigerante no óleo. Também, de acordo com a conservação das espécies químicas para o refrigerante tem-se que,

$$\rho_l \frac{Dw_r}{Dt} = \nabla \cdot (\rho_l D_{or} \nabla w_r) \quad (5.50)$$

Substituindo as eqs. (5.49) e (5.50) na eq. (5.48) e após algumas manipulações o resultado é,

$$\begin{aligned} \alpha_l \rho_l c_{p,l} \frac{DT}{Dt} &= \nabla \cdot (\alpha_l k_l \nabla T) + \rho_l D_{or} \nabla w_r \cdot \nabla [\alpha_l (\tilde{i}_{rl} - \tilde{i}_o)] \\ &+ \alpha_l \gamma_l T \frac{Dp}{Dt} \end{aligned} \quad (5.51)$$

A hipótese de solução ideal permite admitir que a entalpia parcial do componente na mistura é igual a sua entalpia específica. Adicionalmente, considerando o escoamento em regime permanente e que o coeficiente de compressibilidade térmica do líquido é muito pequeno, juntamente com as seguintes relações,

$$\nabla i_{rl} = c_{p,rl} \nabla T \quad (5.52)$$

$$\nabla i_o = c_{p,o} \nabla T \quad (5.53)$$

$$\rho_l c_{p,l} = \rho_{rl} c_{p,rl} + \rho_o c_{p,o} \quad (5.54)$$

a eq. (5.51) finalmente torna-se,

$$\begin{aligned} \alpha_l \left(c_{p,rl} \vec{M}_{rl} + c_{p,o} \vec{M}_o \right) \cdot \nabla T &= \nabla \cdot (\alpha_l k_l \nabla T) + \\ + \rho_l D_{or} (i_{rl} - i_o) \nabla w_r \cdot \nabla \alpha_l \end{aligned} \quad (5.55)$$

onde \vec{M}_{rl} e \vec{M}_o são, respectivamente, os fluxos totais do refrigerante líquido e do óleo na mistura dados por,

$$\vec{M}_{rl} = \rho_{rl} \vec{V} - \rho_l D_{or} \nabla w_r \quad (5.56)$$

$$\vec{M}_o = \rho_o \vec{V} + \rho_l D_{or} \nabla w_r \quad (5.57)$$

Observa-se das eqs. (5.56) e (5.57) que o termo de advecção do lado esquerdo da eq. (5.55) possui duas parcelas: uma relativa a velocidade global do escoamento e outra devida a difusão molecular do refrigerante pela fase líquida. Do lado direito da eq. (5.55) tem-se respectivamente o termo de difusão de calor na fase líquida e o termo livre de fluxo de energia resultante da difusão de massa de refrigerante ao longo da fase líquida.

5.2.3.2 Equação para a Fase Vapor

Para a fase vapor, a partir da suposição de que é formada somente por refrigerante puro, a entalpia da fase vapor é escrita como uma função somente da pressão e da temperatura do escoamento. Adicionalmente, supondo que esta função é contínua e diferenciável para qualquer p e T , uma variação infinitesimal da entalpia da fase vapor pode ser escrita como,

$$di_v = \left. \frac{\partial i_v}{\partial p} \right|_T dp + \left. \frac{\partial i_v}{\partial T} \right|_p dT \quad (5.58)$$

Utilizando as relações termodinâmicas das eqs. (5.45) e (5.46), e transformando a eq. (5.59) em uma equação de transporte, o resultado é,

$$\rho_v \frac{Di_v}{Dt} = (1 - \gamma_v T) \frac{Dp}{Dt} + \rho_v c_{p,v} \frac{DT}{Dt} \quad (5.59)$$

Substituindo então a equação anterior na eq. (5.42), escrita para a fase vapor, o resultado é,

$$\alpha_v \rho_v c_{p,v} \frac{DT}{Dt} = -\nabla \cdot (\alpha_v \vec{q}_v) + \alpha_v \gamma_v T \frac{Dp}{Dt} \quad (5.60)$$

Ao contrário da fase líquida, a difusão molecular de calor é o único mecanismo de transporte difusivo de energia pela fase vapor. Assim, também considerando o escoamento em regime permanente e que o vapor se comporta como um gás ideal, de modo que o coeficiente de compressibilidade térmica é aproximado por $1/T$, a equação anterior torna-se,

$$\alpha_v \rho_v c_{p,v} \vec{V} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\alpha_v k_v \nabla T) + \alpha_v \vec{V} \cdot \nabla p \quad (5.61)$$

onde a energia pela fase vapor é transportada por advecção, difusão molecular e pela variação da pressão do escoamento.

5.2.3.3 Equação Bifásica para a Geometria da Folga Pistão-Cilindro

A equação final da conservação da energia para o escoamento bifásico é obtida somando as eqs. (5.55) e (5.61) fazendo $\alpha_v = \alpha$ e, consequentemente, $\alpha_l = 1 - \alpha$. Portanto, de forma compacta,

$$\vec{A} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\bar{k} \nabla T) + B \quad (5.62)$$

onde,

$$\vec{A} = (1 - \alpha) \left(c_{p,rl} \vec{M}_{rl} + c_{p,o} \vec{M}_o \right) + \alpha \rho_v c_{p,v} \vec{V} \quad (5.63)$$

$$B = \alpha \vec{V} \cdot \nabla p - \rho_l D_{or} (i_{rl} - i_o) \nabla w_r \cdot \nabla \alpha \quad (5.64)$$

e \bar{k} é a condutividade térmica aparente da mistura bifásica calculada por,

$$\bar{k} = (1 - \alpha) k_l + \alpha k_v \quad (5.65)$$

Na geometria da folga pistão-cilindro, de acordo com o sistema de coordenadas cilíndricas da figura 75, o operador nabla (∇) e o vetor que representa o campo de velocidades do escoamento (\vec{V}) são,

$$\nabla = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \hat{i}_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \hat{i}_z \quad (5.66)$$

$$\vec{V} = \bar{u}_\theta \hat{i}_\theta + \bar{u}_z \hat{i}_z \quad (5.67)$$

As componentes do vetor velocidade nas direções circunferencial e longitudinal da folga são velocidades médias, obtidas da integração das eqs. (5.11) e (5.12) ao longo da espessura da folga com as velocidades das superfícies do pistão e do cilindro nulas,

$$\bar{u}_\theta = \frac{1}{h} \int_0^h \frac{1}{2\bar{\mu}R} \frac{\partial p}{\partial \theta} (r^2 - hr) dr = -\frac{h^2}{12\bar{\mu}R} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (5.68)$$

$$\bar{u}_z = \frac{1}{h} \int_0^h \frac{1}{2\bar{\mu}} \frac{\partial p}{\partial z} (r^2 - hr) dr = -\frac{h^2}{12\bar{\mu}} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (5.69)$$

Assim, explicitando as coordenadas θ e z na eq. (5.62), o resul-

tado é,

$$\begin{aligned} \frac{A_\theta}{R} \frac{\partial T}{\partial \theta} + A_z \frac{\partial T}{\partial z} &= \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \alpha \left(\frac{\bar{u}_\theta}{R} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \bar{u}_z \frac{\partial p}{\partial z} \right) \\ &- \rho_l D_{or} (i_{rl} - i_o) \left(\frac{1}{R^2} \frac{\partial w_r}{\partial \theta} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta} + \frac{\partial w_r}{\partial z} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (5.70)$$

onde as componentes escalares do vetor \vec{A} são dadas por,

$$A_\theta = (1 - \alpha) (c_{p,rl} M_{rl,\theta} + c_{p,o} M_{o,\theta}) + \alpha \rho_v c_{p,v} u_\theta \quad (5.71)$$

$$A_z = (1 - \alpha) (c_{p,rl} M_{rl,z} + c_{p,o} M_{o,z}) + \alpha \rho_v c_{p,v} u_z \quad (5.72)$$

e as componentes dos vetores fluxo totais de óleo e de refrigerante são,

$$M_{rl,\theta} = \rho_{rl} \bar{u}_\theta - \frac{\rho_l D_{or}}{R} \frac{\partial w_r}{\partial \theta}; \quad M_{o,\theta} = \rho_o \bar{u}_\theta + \frac{\rho_l D_{or}}{R} \frac{\partial w_r}{\partial \theta} \quad (5.73)$$

$$M_{rl,z} = \rho_{rl} \bar{u}_z - \rho_l D_{or} \frac{\partial w_r}{\partial z}; \quad M_{o,z} = \rho_o \bar{u}_z + \rho_l D_{or} \frac{\partial w_r}{\partial z} \quad (5.74)$$

Assim como para a eq. (5.25), as condições de contorno para a eq. (5.70) requerem que as temperaturas no topo e na base do pistão sejam prescrita, além da condição de circularidade do domínio na direção circunferencial. Portanto,

$$\begin{aligned} z = 0 &\Rightarrow T(\theta, 0) = T_{topo} \\ z = L &\Rightarrow T(\theta, L) = T_{base} \\ T(0, z) &= T(2\pi, z) \end{aligned} \quad (5.75)$$

5.3 SOLUÇÃO NUMÉRICA DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES

As equações governantes do problema (eqs. 5.25 e 5.70) são integradas numericamente através do Método dos Volumes Finitos (PATANKAR, 1980) de acordo com o esquema mostrado na figura 78. Neste esquema a geometria da folga pistão-cilindro é planificada, onde a co-

ordenada θ é representada como se fosse uma coordenada retangular. Além disso, a coordenada z é adimensionalizada através da adição da variável ξ ,

$$\xi = \frac{z}{R} \quad (5.76)$$

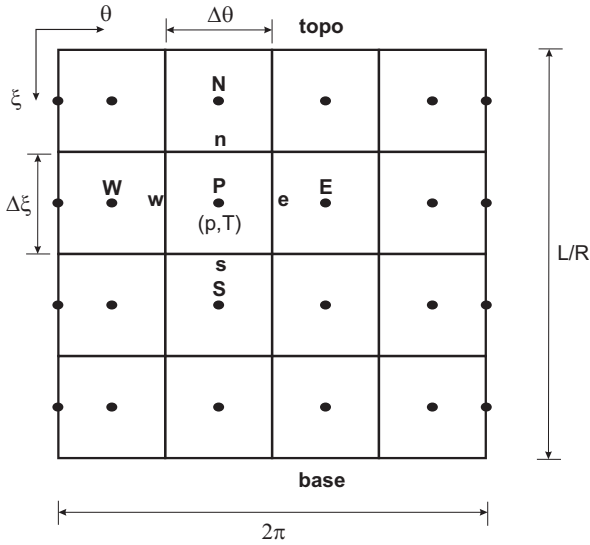


Figura 78 – Discretização do domínio de solução das equações governantes.

O domínio é dividido em volumes discretos de dimensão $\Delta\theta \times \Delta\xi$ onde pressão, temperatura e as propriedades do escoamento que dependem delas são armazenados nos pontos centrais dos volumes. A solução das equações governantes deve ser acoplada, o que requer um procedimento iterativo, já que as propriedades da mistura presentes nas eqs. (5.25) e (5.70) dependem do conhecimento prévio dos campos de pressão e de temperatura do escoamento.

As equações discretizadas para cada um dos volumes gera um sistema de equações algébricas em função das propriedades do escoamento em seus volumes vizinhos. Tanto para a pressão como para a temperatura, as equações algébricas assumem as formas clássicas dadas por,

$$A_P^p p_P = A_n^p p_N + A_s^p p_S + A_e^p p_E + A_w^p p_W + S_P^p \quad (5.77)$$

$$A_P^T T_P = A_n^T T_N + A_s^T T_S + A_e^T T_E + A_w^T T_W + S_P^T \quad (5.78)$$

Para a eq. (5.77) os coeficientes são,

$$\begin{aligned} A_e^p &= \frac{\bar{\rho}_e h_e^3}{\bar{\mu}_e} \frac{\Delta \xi}{\Delta \theta}; & A_w^p &= \frac{\bar{\rho}_w h_w^3}{\bar{\mu}_w} \frac{\Delta \xi}{\Delta \theta}; \\ A_n^p &= \frac{\bar{\rho}_n h_n^3}{\bar{\mu}_n} \frac{\Delta \theta}{\Delta \xi}; & A_s^p &= \frac{\bar{\rho}_s h_s^3}{\bar{\mu}_s} \frac{\Delta \theta}{\Delta \xi}; \\ A_P^p &= A_n^p + A_s^p + A_e^p + A_w^p; & S_P^p &= 0 \end{aligned} \quad (5.79)$$

onde as propriedades nas faces n , s , e e w do volume em questão são interpoladas através de um esquema de diferenças centrais a partir do valor das propriedades nos pontos imediatamente vizinhos. Para a eq. (5.78), os coeficientes assumem a forma,

$$\begin{aligned} A_e^T &= \frac{\bar{k}_e}{R(\Delta \theta)^2} - \frac{A_{\theta,P}}{2\Delta \theta}; & A_w^T &= \frac{\bar{k}_w}{R(\Delta \theta)^2} + \frac{A_{\theta,P}}{2\Delta \theta}; \\ A_n^T &= \frac{\bar{k}_n}{R(\Delta \xi)^2}; & A_s^T &= \frac{\bar{k}_s}{R(\Delta \xi)^2} + \frac{A_{\xi,P}}{\Delta \xi}; \\ A_P^T &= \frac{A_{\xi,P}}{\Delta \xi} + \frac{1}{R(\Delta \theta)^2} (\bar{k}_e + \bar{k}_w) + \frac{1}{R(\Delta \xi)^2} (\bar{k}_n + \bar{k}_s); \end{aligned} \quad (5.80)$$

$$\begin{aligned} S_P^T &= -\rho_l D_{or} (i_{rl} - i_o)_P \cdot \\ &\cdot \left[\frac{(w_{r,E} - w_{r,W})(\alpha_E - \alpha_W)}{4(\Delta \theta)^2} + \frac{(w_{r,N} - w_{r,S})(\alpha_N - \alpha_S)}{4(\Delta \xi)^2} \right] \\ &+ \alpha_P \left[\bar{u}_{\theta,P} \frac{(p_E - p_W)}{2\Delta \theta} + \bar{u}_{\xi,P} \frac{(p_N - p_S)}{2\Delta \xi} \right] \end{aligned}$$

onde, para a interpolação dos termos advectivos na direção longitudinal do escoamento, foi utilizado o esquema *upwind*. O sistema linear resultante para cada equação governante foi resolvido iterativamente através do *Tri-Diagonal Matrix Algorithm*, ou TDMA, (PATANKAR, 1980). As propriedades termofísicas do óleo e da mistura óleo-refrigerante foram

calculadas utilizando-se correlações disponíveis na literatura e estão expostas no Apêndice A. Para o refrigerante foram utilizadas as rotinas da base de dados REFPROP 7.0 (MCLINDEN; KLEIN; PESKIN, 1998) para o cálculo das propriedades em ambas as fases. O algoritmo foi implementado na linguagem FORTRAN 90 e os passos do procedimento de solução podem ser sintetizado da seguinte maneira:

1. Entrada dos dados da simulação (dados geométricos, propriedades nos contornos, malha computacional);
2. Estimativa de um campo inicial de pressão e de temperatura;
3. Cálculo das propriedades da mistura para os campos estimados (através de correlações para o óleo e da base de dados do REFPROP para o refrigerante);
4. Solução do campo de pressão;
5. Com o campo de pressão calculado no item anterior, resolve-se o campo de temperatura;
6. Se a diferença dos campos de pressão e de temperatura com suas respectivas estimativas anteriores for menor do 1.0×10^{-6} , a solução foi obtida. Caso contrário, avança-se no passo iterativo retornando ao item 3 e o procedimento é repetido até a convergência.

5.4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.4.1 Estudo de Malha

A primeira parte dos resultados apresentados neste capítulo consiste em um estudo de malha realizado com os dados da tabela 13 no intuito de verificar a influência da malha computacional no tempo de processamento e na consistência numérica do modelo. Foram verificadas 5 malhas computacionais: 10×10 , 40×40 , 70×70 , 100×100 e 150×150 volumes de onde se avaliou o desvio RMS dos perfis de pressão e de temperatura na comparação entre duas das malhas desta sequência e o tempo estimado de processamento. O micro-computador utilizados nas simulações foi um Notebook Toshiba Satellite com processador Intel® Core™2 Duo que possui velocidade de processamento de 1,67 Gigahertz e 2 MB de memória RAM.

Tabela 13 – Dados geométricos e operacionais utilizados no estudo de malha.

| | |
|---|-------------------------------|
| Diâmetro do pistão [mm] | 35 |
| Comprimento do pistão [mm] | 25 |
| Folga radial pistão-cilindro [μm] | 5 |
| Pressão no topo do pistão [kPa] | 500 |
| Pressão na base do pistão [kPa] | 100 |
| Temperatura no topo do pistão [$^{\circ}\text{C}$] | 60 |
| Temperatura na base do pistão [$^{\circ}\text{C}$] | 50 |
| Dif. do refrigerante na mistura [m^2/s] | $3,0 \times 10^{-10}$ |
| Modelo viscosidade bifásica | Akers, Deans e Crosser (1959) |

Os resultados desta análise são mostrados na tabela 14 e indicam que a diferença percentual nos perfis de pressão e temperatura com relação a malha anterior menos refinada diminui a medida que malhas cada vez mais refinadas são adotadas, em detrimento do tempo de processamento, que variou de 2 segundos com a malha mais grosseira para pouco mais de 40 minutos com a malha mais refinada. Isso é um indicativo de que a solução numérica caminha para uma solução estável que se esperaria ser a solução exata (que seria obtida se fosse possível encontrar uma solução analítica para o sistema de equações governantes do problema) a medida que a malha computacional é refinada e que, portanto, o modelo é numericamente consistente.

Tabela 14 – Resultados do estudo para diferentes malhas.

| Malha | Desv. RMS em rel. a malha anterior | | tempo CPU[s] |
|---------|------------------------------------|----------|--------------|
| | Pressão[%] | Temp.[%] | |
| 10×10 | - | - | 2,44 |
| 40×40 | 9,07 | 0,07 | 27,55 |
| 70×70 | 2,08 | 0,05 | 169,12 |
| 100×100 | 0,61 | 0,01 | 595,73 |
| 150×150 | 0,60 | 0,01 | 2588,43 |

Para a malha de 70×70 pontos nodais, o desvio acumulado chega a ser de mais de 11% para o perfil de pressão e de um valor bem menor para o perfil de temperatura, 0,12%, em relação a malha mais grosseira utilizada. No entanto, quando malhas com um número de pontos nodais acima de 70×70 são utilizadas, as diferenças resultantes nos perfis de pressão e temperatura em relação a malha de 70×70 acabam sendo muito pequenas para o aumento no tempo de CPU requerido. Por

exemplo, comparando os resultados para as malhas de 70×70 e a mais refinada de 150×150 , que tem 4,5 vezes mais pontos nodais, a diferença percentual dos perfis de pressão foi de apenas 1,2%, mas o tempo de CPU aumentou mais de 15 vezes. Por essa razão, a utilização da malha de 70×70 para todas as simulações apresentadas neste capítulo se mostrou ser a mais adequada no que diz respeito ao compromisso entre a qualidade da solução e o custo computacional.

5.4.2 Validação do Modelo

A segunda etapa desta análise de resultados consiste na comparação dos resultados obtidos com o modelo com os dados medidos experimentalmente apresentados no capítulo anterior. Como salientado naquele capítulo, os resultados experimentais das distribuições de pressão do escoamento da mistura em que se conseguiu estabelecer um alinhamento de referência entre o pistão e o cilindro indicaram que, mesmo que a incidência de um escoamento monofásico seja forçada no topo do pistão, não foram observadas taxas de desprendimento de refrigerante ao longo da folga suficientes para caracterizar mudanças significativas no padrão do escoamento. Este fato foi observado através da medição da queda de pressão longitudinal constante na folga, mesmo para as condições de escoamento teoricamente mais propícias ao surgimento do escoamento bifásico na folga. A alternativa encontrada para se medir o campo de pressão do escoamento bifásico da mistura na folga foi, então, permitir que a mistura já entrasse na folga com uma certa quantidade de gás disperso, que resultaram em gradientes de pressão mais acentuados.

A partir destes dados experimentais, o objetivo desta seção é utilizá-los para a validação do modelo de equilíbrio do escoamento bifásico da mistura pela folga apresentado neste capítulo onde, a partir da estimativa de um título na entrada da folga, x_{en} , os resultados numéricos são comparados com os medidos experimentalmente. A tabela 15 apresenta as condições geométricas e experimentais do teste que serviu como comparação. A vazão experimental é uma média das vazões calculadas a partir da diferença de volume da mistura no VAP medida após a tomada de cada um dos 5 pontos longitudinais na folga. Também é interessante notar nos dados da tabela que, dada a pequena diferença entre as temperaturas medidas na entrada e na saída da folga, o escoamento praticamente se comportou como isotérmico.

As figuras 79-82 apresentam, para as distribuições de pressão

Tabela 15 – Dados experimentais para as simulações de validação do modelo.

| Seção de Teste | Pistão 1 |
|--------------------|--------------|
| p_{VAP} [bar] | 2,55±0,01 |
| p_{VBP} [bar] | 1,30±0,01 |
| $T_{liq,VAP}$ [°C] | 23,10±0,10 |
| T_{en} [°C] | 22,93±0,14 |
| T_{sa} [°C] | 22,76±0,14 |
| T_{amb} [°C] | 22,28±0,11 |
| \dot{m} [kg/h] | 220,18±66,45 |

longitudinais na folga, as comparações entre as medições experimentais e os resultados das simulações obtidos com os diferentes modelos de viscosidade bifásica e vários valores de título de vapor na entrada da folga. Assim como observado anteriormente por Grando (2001), Dias (2006) e Dias e Gasche (2008) no escoamento da mistura em um tubo longo, estes resultados mostram que o modelo de viscosidade bifásica também possui papel relevante na caracterização numérica do escoamento na geometria da folga pistão-cilindro.

As pressões no topo e na base do pistão, que são parâmetros de entrada do modelo, foram obtidas a partir das médias das pressões medidas nas 4 posições circunferenciais na entrada e na saída na folga. Os perfis numéricos das figuras 79-82 estão acompanhados dos seus respectivos desvios em relação aos perfis experimentais medidos em cada posição circunferencial. Com exceção dos resultados obtido com a correlação proposta por Isbin, Moen e Wickey (1958) e x_{en} fixado em 5,0%, que apresentou um desvio de tendência maior, todas as correlação reproduziram a queda de pressão medida mais ou menos dentro da margem de incerteza experimental. Nota-se, também, que o uso da correlação de Davidson, Hardie e Humpheys (1943) tende a aproximar um pouco mais os resultados numéricos dos dados experimentais à medida que o título na entrada aumenta, enquanto que, de maneira geral, o oposto ocorre quando são usadas as correlações de Akers, Deans e Crosser (1959) e Cichitti et al. (1960).

Entretanto, a constatação mais interessante desta comparação está na diferença entre a vazões numérica e experimental do escoamento, dados que se encontram dispostos na tabela 16. Ao contrário do efeito nos perfis de pressão, os modelos de viscosidade bifásica fornecem resultados de vazão muito diferentes para uma mesma condição. A utilização da correlação de Isbin, Moen e Wickey (1958) foi a que produziu

os resultados de vazão mais distantes dos experimentais, superestimando-os em até 350% na simulação onde x_{en} foi mantido em 1,0%, ao mesmo tempo em que a correlação de Davidson, Hardie e Humpheys (1943) subestimou a vazão medida em cerca de 97% para $x_{en}=5\%$. Com exceção somente da correlação de Davidson, Hardie e Humpheys (1943), todos os modelos de viscosidade bifásica mostram a mesma tendência de diminuir a vazão com o aumento do título na entrada, em consequência do aumento no volume específico da mistura bifásica logo na entrada da folga. Do restante das correlações, a única que apresentou a tendência de aumento da vazão com o aumento do título na entrada foi a correlação de Dukler, Wicks e Cleveland (1964), onde a menor diferença em relação à vazão experimental (14,88%) foi obtida considerando-se o $x_{en}=5\%$.

Tabela 16 – Vazões mássicas calculadas com o modelo e desvios da vazão experimental.

| x_{en} | | Correlação Viscosidade Bifásica | | | | | |
|----------|------------------|---------------------------------|---------|--------|----------|--------|--------|
| | | DHH | IMW | ADC | Cichitti | DWC | BW |
| 0,1% | \dot{m} [kg/h] | 102,68 | 805,70 | 171,02 | 162,83 | 268,06 | 140,08 |
| | Desv. [%] | 53,36 | 265,93 | 22,33 | 26,05 | 21,75 | 36,38 |
| 0,5% | \dot{m} [kg/h] | 62,46 | 936,85 | 139,29 | 128,46 | 266,66 | 118,13 |
| | Desv. [%] | 71,63 | 325,50 | 36,74 | 41,66 | 21,11 | 46,35 |
| 1,0% | \dot{m} [kg/h] | 38,71 | 1005,69 | 114,94 | 102,11 | 264,95 | 106,40 |
| | Desv. [%] | 82,42 | 356,76 | 47,80 | 53,62 | 20,33 | 51,68 |
| 5,0% | \dot{m} [kg/h] | 5,44 | 895,65 | 57,54 | 40,16 | 252,95 | 87,93 |
| | Desv. [%] | 97,53 | 306,79 | 73,87 | 81,76 | 14,88 | 60,06 |

A partir dos resultados obtidos, observou-se que as correlações de Akers, Deans e Crosser (1959) e Beatie e Whalley (1981) tendem a ajustar melhor os perfis de pressão para x_{en} até 1%, enquanto que a correlação proposta por Dukler, Wicks e Cleveland (1964) aproximou mais o resultado para a vazão para $x_{en}=5\%$. Isso torna difícil a tarefa de se afirmar com precisão qual das correlações melhor ajustou os dados experimentais, sendo necessário que mais estudos sejam realizados com novos modelos de viscosidade bifásica obtidos especificamente para misturas óleo-refrigerante.

A figura 83 apresenta os resultados das distribuições do título mássico e da fração de vazão do escoamento ao longo da folga para a simulação realizada com o modelo de Akers, Deans e Crosser (1959) para a viscosidade bifásica e $x_{en}=0,1\%$. De fato, observa-se que a partir da condição experimental em que é permitida a existência de uma pequena quantidade de gás logo na entrada da folga, a taxa de

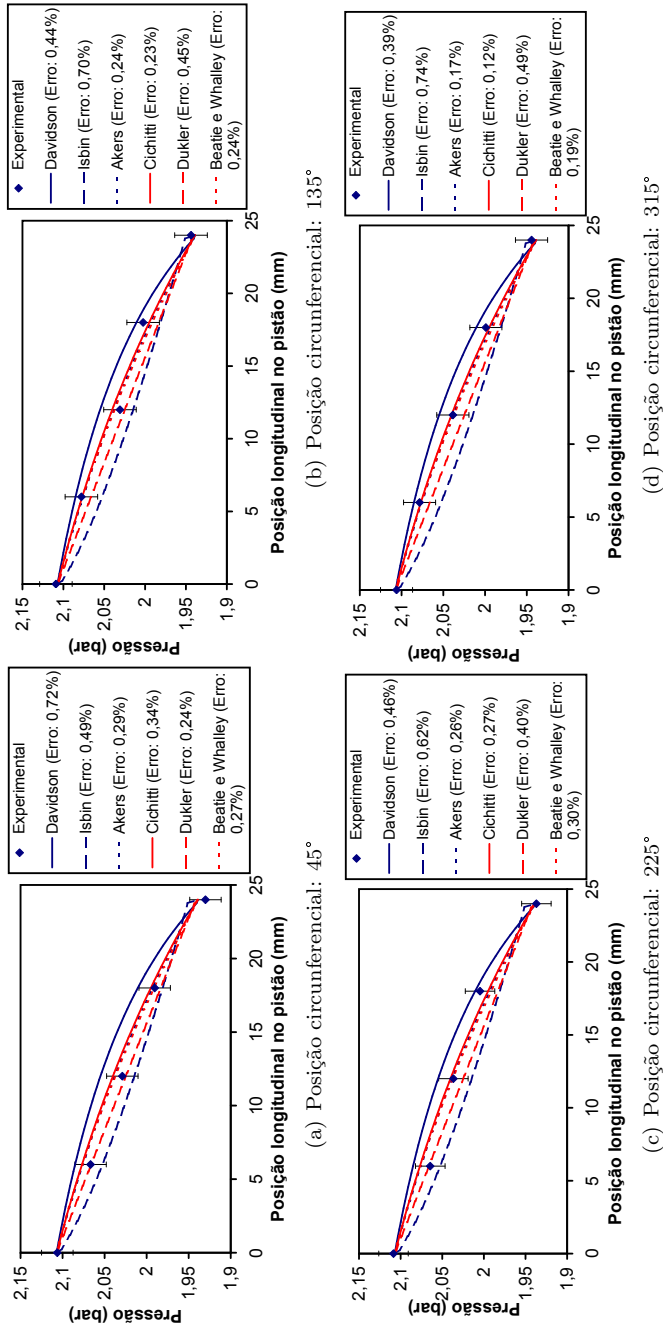


Figura 79 – Comparação entre as distribuições de pressão experimental e obtidas pelo modelo para simulações realizadas com $x_{en}=0,1\%$ (pistão e cilindro alinhados).

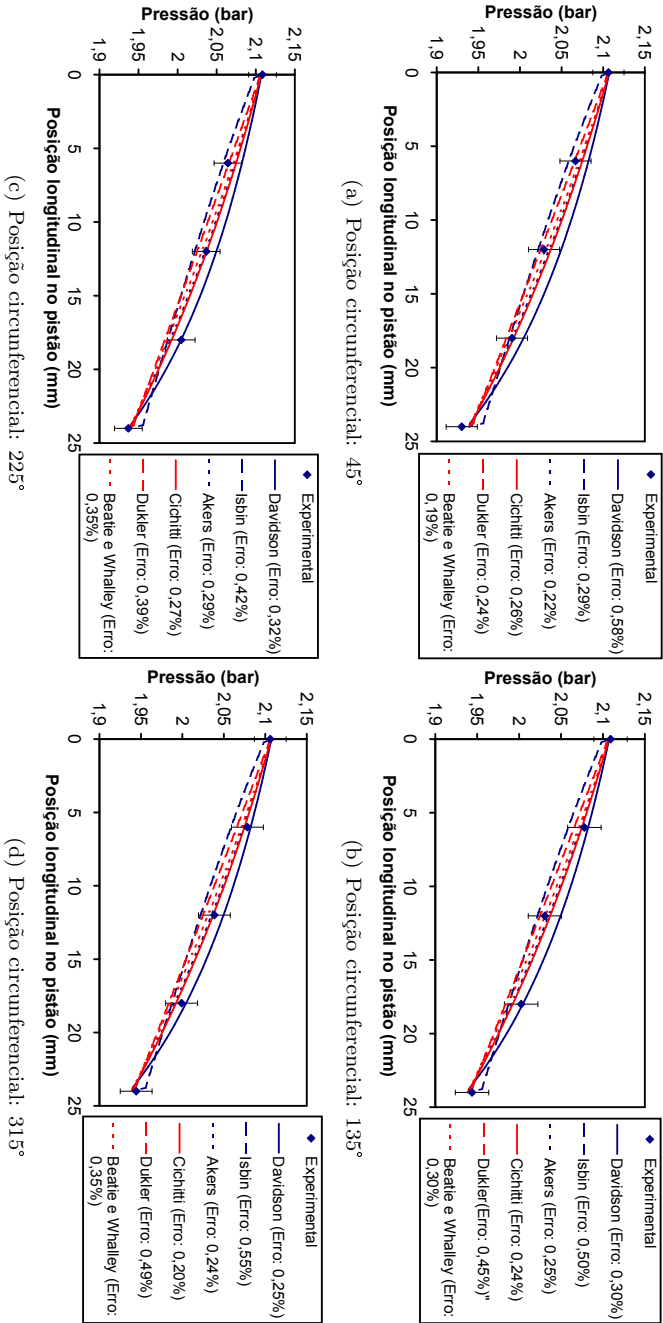


Figura 80 – Comparação entre as distribuições de pressão experimental e obtidas pelo modelo para simulações realizadas com $x_{en}=0,5\%$ (pistão e cilindro alinhados).

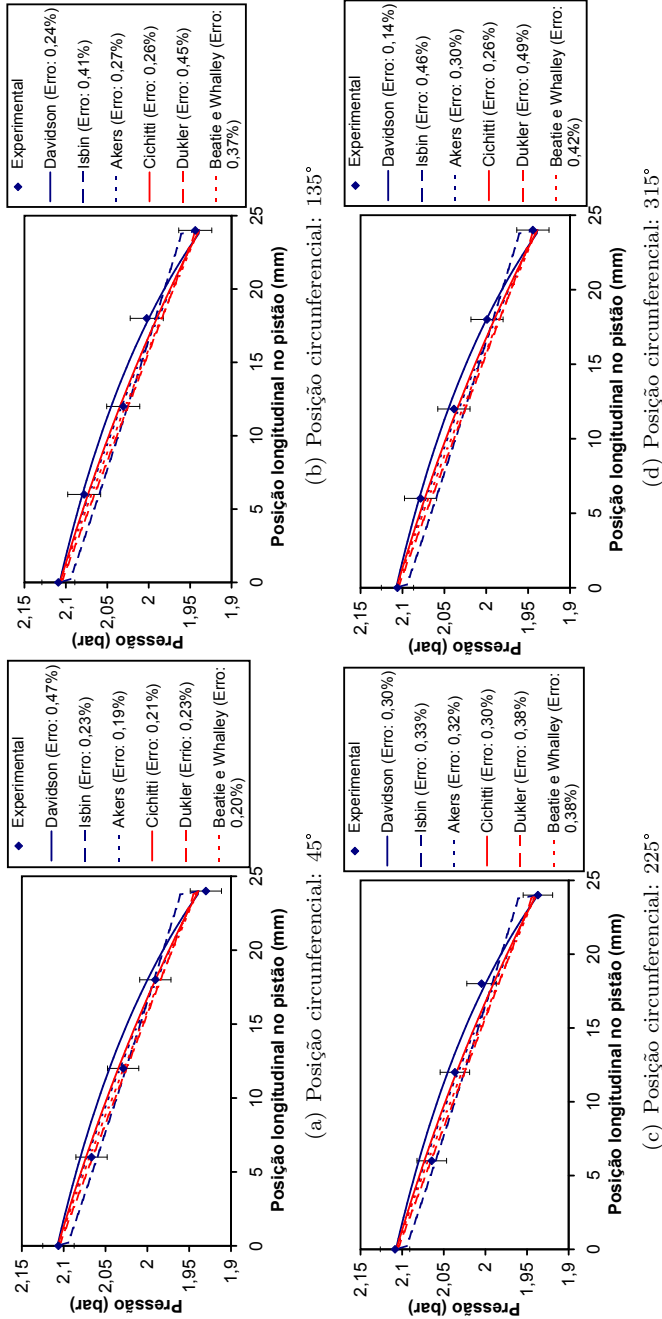


Figura 81 – Comparação entre as distribuições de pressão experimental e obtidas pelo modelo para simulações realizadas com $x_{en}=1,0\%$ (pistão e cilindro alinhados).

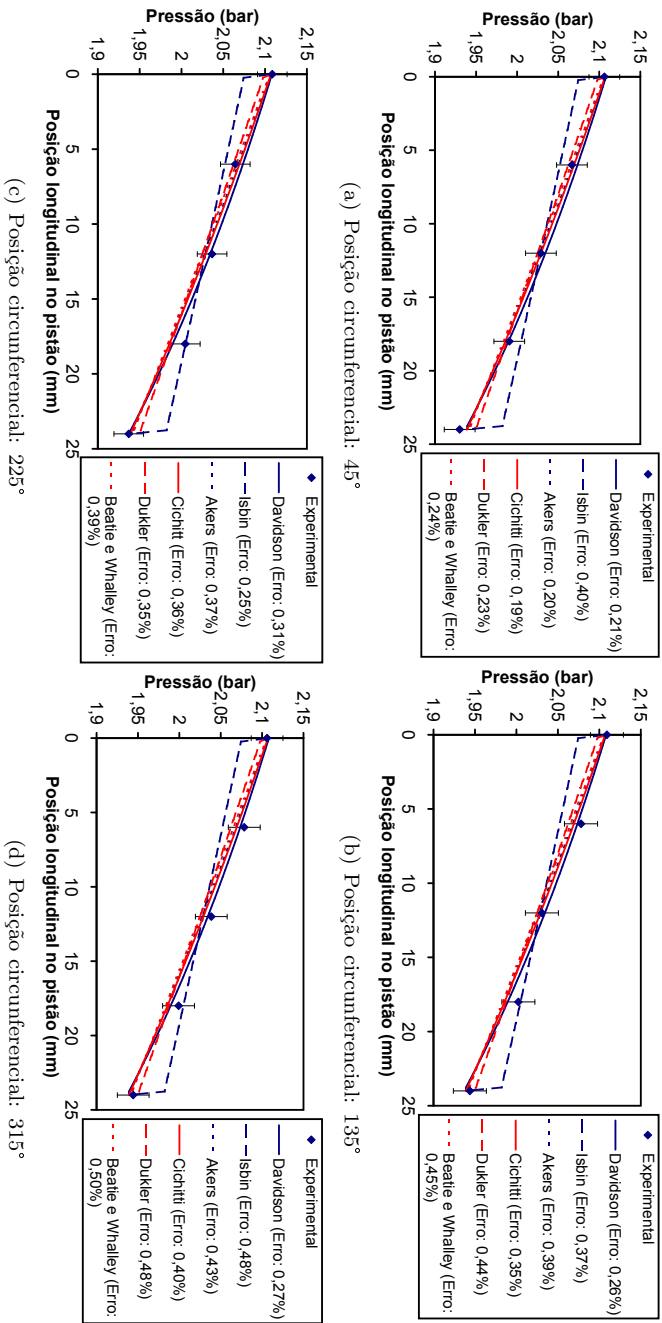


Figura 82 – Comparação entre as distribuições de pressão experimental e obtidas pelo modelo para simulações realizadas com $x_{en}=5,0\%$ (pistão e cilindro alinhados).

evaporação do refrigerante na folga foi muito pequena (representada pelo título praticamente constante na figura), o que explica a pequena queda de temperatura na região da folga. Porém, de acordo com a distribuição da fração de vazio, o vapor presente no escoamento sofreu uma expansão de 50% em relação ao seu volume ocupado na entrada, contribuindo para a aceleração do escoamento na folga e o aumento da queda de pressão do escoamento.

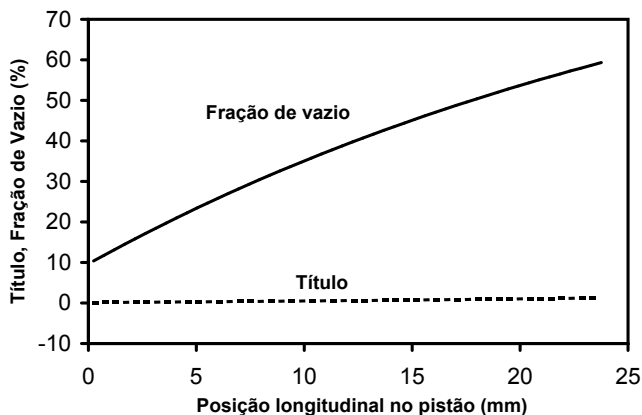


Figura 83 – Distribuições de título mássico de vapor na mistura e fração de vazio do escoamento na folga obtidos com a correlação de Akers, Deans e Crosser (1959) para a viscosidade bifásica e $x_{en}=0,1\%$.

5.4.3 Extrapolação do Modelo para Outras Faixas de Pressão e de Temperatura

É importante deixar claro neste momento que a validação quantitativa do modelo só pode ser obtida através da comparação com dados experimentais onde as quedas de pressão e de temperatura eram muito pequenas se comparadas com as pressões de trabalho de um compressor alternativo. Como também já mencionado anteriormente, parte deste problema se deve às limitações construtivas dos vasos e reservatórios de pressão da bancada, originalmente projetados e construídos por Lacerda (2000) para operar à pressões variando entre 0,7 e 6 bar.

Outra razão para esta limitação na validação foi a utilização de uma folga de $470\mu\text{m}$, na qual a precisão do alinhamento entre o pistão e o cilindro foi melhor em relação àquela obtida com a folga menor. No

entanto, a folga de $470\mu\text{m}$ não possibilitou a existência de gradientes de pressão elevados entre na região da folga, o que dificultou o desprendimento de refrigerante nesta região. Além disso, houve também o problema recorrente da perda de carga excessiva na tubulação de entrada que provocava o desprendimento do refrigerante antes de a tingir a folga, algo que se tinha a intenção de evitar ao máximo. Por esta razão, a mistura no VAP teve de ser mantida pressões de saturação não muito altas, afim de que quedas de pressão menores pudessem evitar o desprendimento do refrigerante nas proximidades da entrada da folga. Isso resultou em quedas de pressão baixas o suficiente para não provocar mudanças significativas na temperatura do escoamento. Apesar disso, nada impede que o modelo seja extrapolado para outras faixas de pressão e temperatura e que os resultados sejam analisados de um ponto de vista quantitativo.

As características geométricas do conjunto pistão-cilindro e os parâmetros do escoamento que serviram de base para as simulações apresentadas daqui em diante estão descritas na tabela 17. Observa-se dos dados da tabela que a diferença de pressão fixada entre o topo e a base do pistão foi de 900kPa (9bar) e que também foi imposta uma diferença de temperatura entre o topo e a base de 5°C . A figura 84 apresenta os resultados dos perfis longitudinais de pressão, temperatura, concentração de refrigerante na fase líquida e fração de vazio ao longo do escoamento pela folga onde o pistão e o cilindro são matidos perfeitamente alinhados. Nesta situação, os perfis são exatamente os mesmos em qualquer posição circunferencial do escoamento.

Tabela 17 – Dados geométricos e operacionais utilizados nas simulações.

| | |
|---|-------------------------------|
| Diâmetro do pistão [mm] | 35 |
| Comprimento do pistão [mm] | 25 |
| Folga radial pistão-cilindro [μm] | 100 |
| Pressão no topo do pistão [kPa] | 1000 |
| Pressão na base do pistão [kPa] | 100 |
| Temperatura no topo do pistão [$^\circ\text{C}$] | 60 |
| Temperatura na base do pistão [$^\circ\text{C}$] | 55 |
| Dif. do refrigerante na mistura [m^2/s] | $3,0 \times 10^{-10}$ |
| Modelo Viscosidade Bifásica | Akers, Deans e Crosser (1959) |
| Malha Computacional | 70×70 |

Os resultados indicam que, mesmo para faixas de pressão e temperatura diferentes, o comportamento geral do escoamento é similar ao já reportado em geometrias mais simples (LACERDA, 2000; GRANDO,

2001; POIATE JR., 2001; CASTRO, 2006; DIAS, 2006) e também observado no experimento do capítulo anterior: a medida que a pressão do escoamento é reduzida pelo atrito com as paredes do pistão e do cilindro, a solubilidade do refrigerante na mistura também diminui, fator este que provoca o desprendimento do refrigerante na forma de bolhas. A imposição de uma diferença de pressão entre o topo e a base do pistão mais elevada implica no aumento progressivo na queda de pressão do escoamento ao longo da folga. Isso afeta diretamente a quantidade de gás que se forma no escoamento da mistura através da evaporação do refrigerante da mistura, que também passa a aumentar progressivamente. A consequência disso é a diminuição da temperatura do escoamento, uma vez que as paredes do pistão e do cilindro são assumidas no modelo como sendo fronteiras adiabáticas.

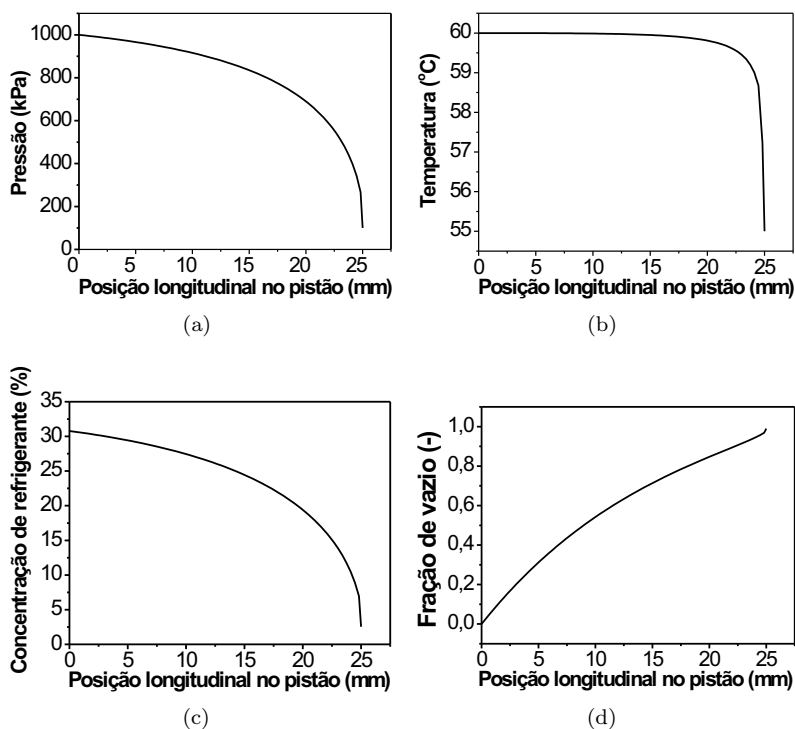


Figura 84 – Resultados dos perfis longitudinais ao longo do escoamento pela folga pistão-cilindro na avaliação de um caso.

Observa-se, também, dos perfis da figura 84, que logo no início do escoamento próximo ao topo do pistão que a temperatura se mantém inalterada, até a distância longitudinal de aproximadamente 5 mm a partir do topo do pistão (figura 84b). Deste ponto em diante, a temperatura começa a diminuir como efeito do desprendimento do gás que absorve a energia da própria mistura para se expandir. Como o modelo assume que a mistura está saturada quando atinge o topo do pistão, qualquer redução adicional de pressão provoca o desprendimento do refrigerante dando origem ao escoamento bifásico líquido-vapor. No entanto, a quantidade de refrigerante que evapora da mistura inicialmente não é suficiente para provocar variações consideráveis na queda de pressão e na temperatura do escoamento, até que a fração de vazio do escoamento atinja algo em torno de 30%. Na região do escoamento que compreende do topo até pouco além do comprimento do pistão, apesar da mistura já conter certa quantidade de gás disperso, o escoamento se comporta essencialmente como monofásico.

5.4.3.1 Análise dos Termos na Equação da Conservação da Energia

A equação obtida para descrever a variação da temperatura no escoamento de óleo e refrigerante pela folga pistão-cilindro (eq. 5.70) envolve diferentes mecanismos de transporte de energia e, portanto, é pertinente a realização de uma verificação da influência individual de cada mecanismo de transporte na resposta do modelo. Na figura 85 estão plotados os perfis de pressão, temperatura, concentração de refrigerante e fração de vazio longitudinais para a situação de alinhamento entre o pistão e o cilindro onde foram realizadas várias simulações para verificar a influência dos termos da equação da conservação da energia.

Os resultados mostram que, apesar da solução dos campos de pressão e de temperatura ser acoplada, o transporte de energia pela mistura interfere pouco na distribuição de pressão do escoamento (figura 85a). A diferença está então na distribuição de temperatura (figura 85b) que assume diferentes configurações dependendo dos termos levados em conta na equação da conservação da energia. Fica claro também, que o perfil de temperatura do escoamento pela folga reflete algum efeito distribuições de concentração de refrigerante (figura 85c) e de fração de vazio (figura 85d). É interessante notar que quando se considera somente o termo de difusão de calor, o perfil de temperatura do escoamento não é linear, pois a condutividade térmica aparente da mistura bifásica é função da temperatura do escoamento.

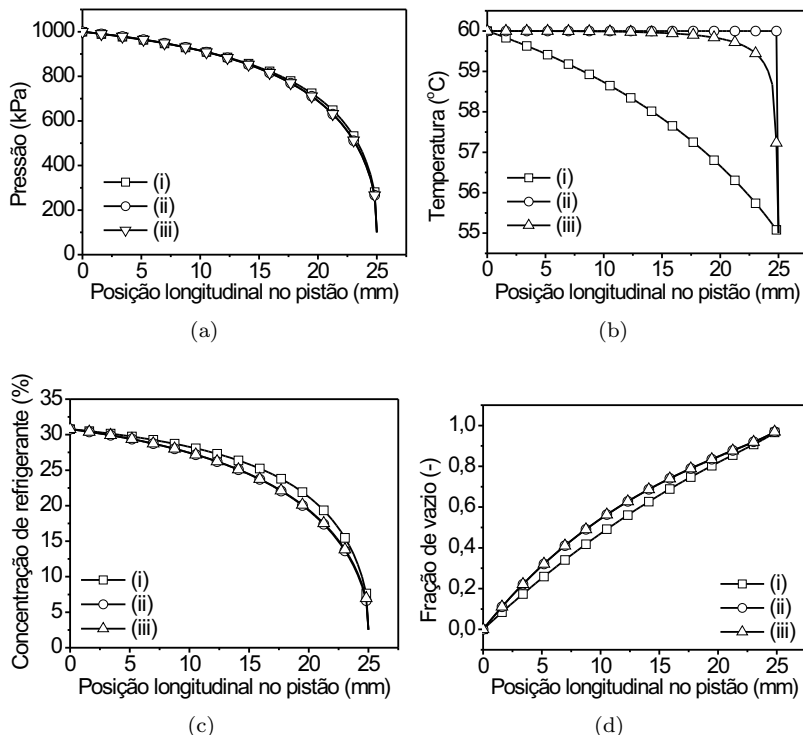


Figura 85 – Resultados para a influência de cada termo da eq. da cons. da energia nos perfis longitudinais ao longo do escoamento. Legenda: (i) somente com os termos de difusão de calor; (ii) termos de difusão de calor e de massa + termos de advecção; (iii) termos de difusão de calor e de massa + termos de advecção + termo de compressibilidade da fase vapor

Com a inclusão dos termos advectivos, a parcela destes termos que contém a velocidade do escoamento se mostrou dominante em relação ao termo de difusão de massa do refrigerante do próprio termo advectivo (vide eqs. 5.56 e 5.57) e também em relação aos termos de difusão de calor. Por essa razão, e em vista das velocidades geradas pelos gradientes de pressão na folga, a temperatura se mantém praticamente inalterada e igual a temperatura fixada no topo do pistão ao longo de todo o escoamento, quando a temperatura é então forçada a

atingir bruscamente a temperatura prescrita na base.

Finalmente, quando o termo de compressibilidade da fase vapor (originado pelo gradiente de pressão) é inserido no modelo, observa-se que a queda da temperatura é antecipada em relação ao escoamento advectivo dominante e que, além disso, a queda de temperatura do escoamento é mais gradual. Isso ocorre porque este termo de compressibilidade é função da fração de vazio do escoamento, que passa a ter cada vez mais importância no balanço de energia do escoamento a medida que a presença da fase vapor aumenta. Os resultados dos perfis de temperatura demonstram a natureza parabólica do escoamento onde, para um determinado local ao longo da direção longitudinal do escoamento, a informação à montante é mais importante do que a informação à jusante.

5.4.3.2 Influência do Transporte de Massa na Mistura

Uma das características deste modelo é a de assumir a existência de um mecanismo de transporte de energia no escoamento da mistura óleo-refrigerante resultante da difusão de massa do refrigerante pela fase líquida, que está presente tanto no termo advectivo como no termo livre da equação da conservação da energia para a fase líquida (eq. 5.55). Este mecanismo de transporte de energia geralmente é levado em conta quando se trata da modelagem de problemas que envolvem a interação entre os componentes de soluções binárias (BIRD; STEWART; LIGHTFOOT, 2002). Por esta razão, é feita aqui uma avaliação do efeito que a difusão de refrigerante tem nos resultados fornecidos pelo modelo. As figuras (86a) e (86b) apresentam os perfis de pressão e de temperatura para o escoamento pela folga na condição de alinhamento entre o pistão e o cilindro e mostram, pelo menos para os casos estudados neste capítulo, que a inclusão do termo de difusão de massa de refrigerante no transporte de energia pela fase líquida não tem nenhuma influência nos resultados. Uma justificativa para tal fato reside na magnitude do coeficiente de difusão de massa para a mistura óleo-refrigerante, suposto constante, que é muito pequena em relação aos outros termos da equação da conservação da energia.

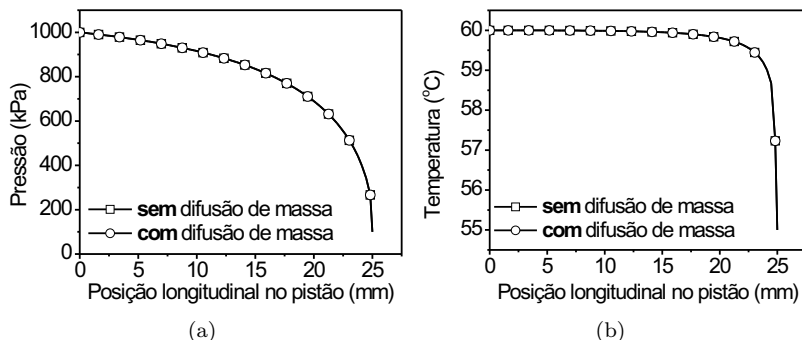


Figura 86 – Resultados para a influência do termo de difusão de massa de refrigerante nos perfis longitudinais ao longo do escoamento.

5.4.3.3 Influência da Variação da Diferença de Pressão entre o Topo e a Base do Pistão

Os resultados da figura 87 avaliam a influência da mudança na diferença de pressão nos contornos do problema, através da variação da pressão no topo do pistão nas distribuições de pressão, temperatura, concentração de refrigerante e fração de vazio do escoamento pela folga pistão-cilindro em condição de alinhamento. A pressão na base do pistão foi mantida fixa em 100 kPa enquanto que a pressão no topo foi variada de modo que a diferença de pressão resultante entre o topo e a base abrangesse valores entre 200 e 1400 kPa. Escoamentos submetidos a maiores diferenças de pressão fornecem maiores vazões e consequentemente, maiores perda de carga por atrito viscoso. Por essa razão, os perfis de pressão para as simulações com Δp elevado são mais inclinados (figura 87a).

Outra consequência é a maior taxa de desprendimento de refrigerante (figura 87d) ao longo do escoamento também em virtude de haver mais refrigerante dissolvido na mistura na entrada (figura 87c). Esta maior taxa de desprendimento do refrigerante da mistura também influi diretamente nos perfis de temperatura do escoamento (figura 87b), uma vez que o efeito de compressibilidade da fase vapor passa a atuar mais na antecipação e na redução gradual da temperatura do escoamento. Um fato curioso observado na figura 87b foi que para a simulação realizada com $p_{topo} = 1500 \text{ kPa}$, a temperatura no final do escoamento caiu para um valor de aproximadamente 2°C abaixo da temperatura pres-

crita na base de 55°C , retornando imediatamente para a temperatura da base. Isso ocorre porque, para este caso, a queda de pressão e a presença da fase vapor ao longo do escoamento foi tão intensa a ponto da compressibilidade do gás contribuir praticamente sozinha para esta diminuição excessiva da temperatura da mistura. Este fato também salienta a natureza advectiva do escoamento em razão da temperatura na base do pistão ter pouca influência na determinação da temperatura na região final do escoamento.

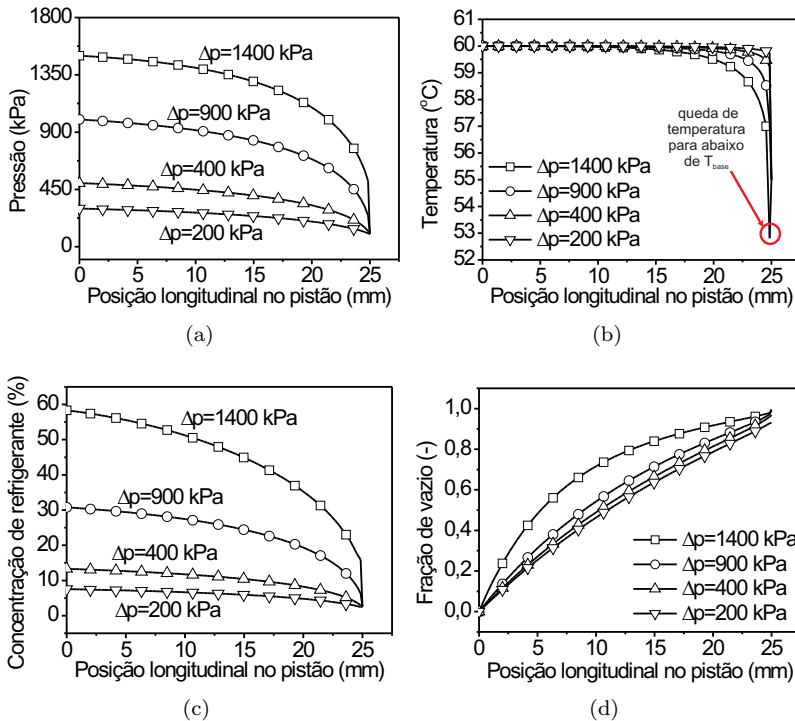


Figura 87 – Resultados para a influência da diferença de pressão entre o topo e a base do pistão nos perfis ao longo do escoamento.

5.4.3.4 Variação da Diferença de Temperatura entre o Topo e a Base do Pistão

A figura 88 mostra os resultados dos perfis de pressão, temperatura, concentração de refrigerante e fração de vazio do escoamento pela folga com o pistão e o cilindro alinhados para simulações onde a diferença de temperatura entre o topo e base do pistão foi variada. Nestas simulações, a temperatura no topo foi variada entre 45 e 70°C, a temperatura na base fixada em 40°C e as pressões no topo e na base foram mantidas nos valores mostrados na tabela 14.

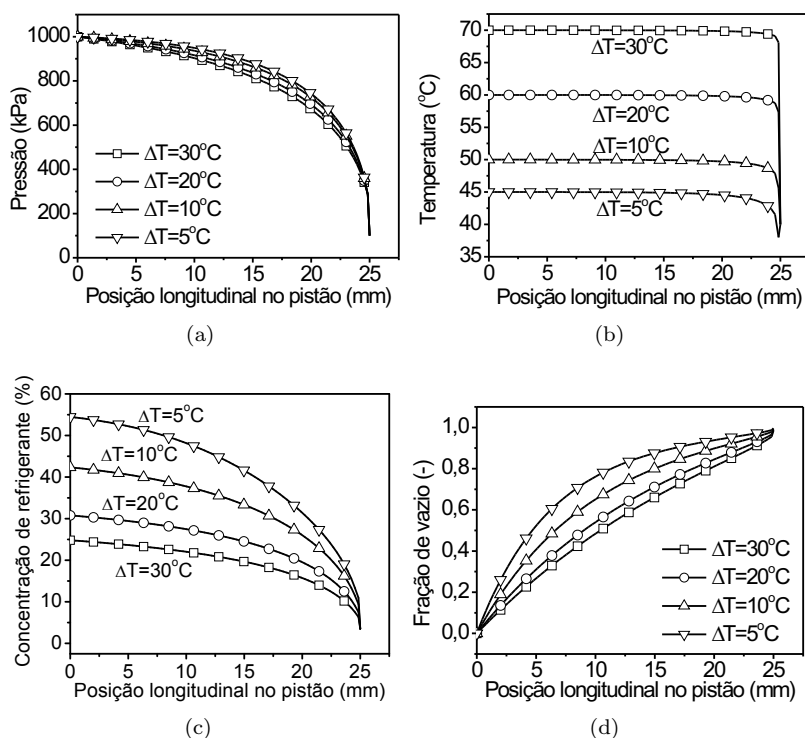


Figura 88 – Resultados para a influência da diferença de temperatura entre o topo e a base do pistão nos perfis ao longo do escoamento.

A temperatura tem um efeito duplo nas propriedades da mistura óleo-refrigerante que refletem no comportamento do escoamento

(GRANDO, 2001; DIAS, 2006). Por um lado, o aumento na temperatura do escoamento contribui para a diminuição da viscosidade da mistura através da diminuição da viscosidade do óleo. Por outro lado, este aumento da temperatura também contribui para o aumento da viscosidade da mistura através da redução da quantidade de refrigerante dissolvido (figura 88c). O comportamento da concentração de refrigerante na figura 88c também explica o comportamento da fração de vazio do escoamento representado na figura 88d. Isso ocorre porque, quanto maior é o gradiente de temperatura imposto ao escoamento, maior é a taxa de desprendimento do refrigerante da mistura e a quantidade de gás disperso que escoar ao longo da folga.

Na figura 88a, observa-se que o aumento da temperatura na faixa considerada causa somente um discreto aumento na queda de pressão na entrada da folga em razão do efeito da temperatura no aumento da viscosidade da mistura ser ligeiramente maior do que o efeito da temperatura na diminuição da viscosidade. Se a temperatura no topo do pistão for aumentada para valores maiores ainda, a tendência esperada seria a de que o efeito da temperatura na diminuição da viscosidade da mistura se tornaria mais importante, resultando na redução da queda de pressão na entrada do escoamento. Isso se deve ao fato de que, para temperaturas muito altas, a quantidade de refrigerante dissolvida na mistura é muito baixa, de modo que somente a viscosidade do óleo (função da temperatura) passa a ser relevante. Foram realizadas tentativas de simulações com valores mais altos de T_{topo} , porém em nenhum caso se obteve a convergência do modelo numérico, por causa das restritas faixas de temperatura definidas para as correlações da solubilidade e da viscosidades utilizadas para a mistura. O aumento da temperatura da mistura no topo do pistão também afeta a distribuição de fração de vazio do escoamento (figura 88d), uma vez que a fase vapor passa a ocupar mais espaço na folga aumentando a fração de vazio.

5.4.3.5 Variação do Grau de Desalinhamento entre o Pistão e o Cilindro

Os próximos resultados buscam avaliar a resposta do modelo nos perfis de pressão, temperatura e fração de vazio quando o escoamento ocorre sob diferentes condições de desalinhamento entre o pistão e cilindro. A figura 89 mostra o esquema dos desalinhamentos considerados nas simulações, que são de dois tipos distintos: um de translação do pistão no interior do cilindro de tal maneira que o eixo do pistão continua paralelo ao eixo do cilindro, descrito na figura 89a, e outro de

rotação do pistão no plano mostrado na figura 89b, onde não existe mais paralelismo entre os eixos do pistão e do cilindro.

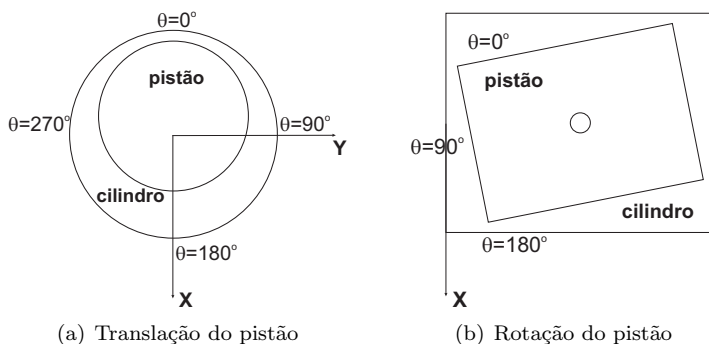


Figura 89 – Tipos de desalinhamentos entre o pistão e o cilindro utilizados nas simulações do escoamento na folga.

Os desalinhamentos causam a variação da espessura do filme que esco pela folga em ambas as direções longitudinal e circunferencial e, portanto, as propriedades do escoamento também variam nestas direções. Os desalinhamentos são aqui mais convenientemente representados pelas excentricidades normalizadas (ou relações de excentricidades), ε , onde $\varepsilon = e/c$ e c é a folga radial entre o pistão e o cilindro. A excentricidade normalizada assume valores entre 0, quando a espessura do filme é nula e 2 quando a espessura é máxima.

Diferentemente da maneira como foram medidas as propriedades do escoamento na bancada (Capítulo 4), é assumido em todas as simulações que as distribuições circunferenciais da pressão do escoamento no topo e na base do pistão são uniformes, independentemente do pistão e o cilindro estarem alinhados ou não. Consequentemente, não existem aqui regiões preferenciais de passagem de fluido em função da espessura local da folga e a vazão do escoamento não depende da coordenada circunferencial.

A figura 90 apresenta os resultados da comparação dos perfis longitudinais de pressão e temperatura para dois graus de desalinhamento causado pela translação do pistão em várias posições circunferenciais da folga. As condições da simulação são as mesmas da tabela 14. No primeiro grau de desalinhamento (figuras 90a e 90b), as excentricidades normalizadas do topo e a base do pistão foram mantidas em -0,1, enquanto que no segundo grau (figuras 90c e 90d), as excentricidades

foram de -0,9. Lembrando que o sinal negativo significa que o deslocamento dos centros do topo e da base do pistão foi na direção oposta ao de crescimento do eixo X , fixo no cilindro. Analisando os resultados, percebem-se grandes diferenças entre os diferentes graus de desalinhamento e nas diferentes posições circunferenciais da folga, principalmente da distribuição de pressão do escoamento.

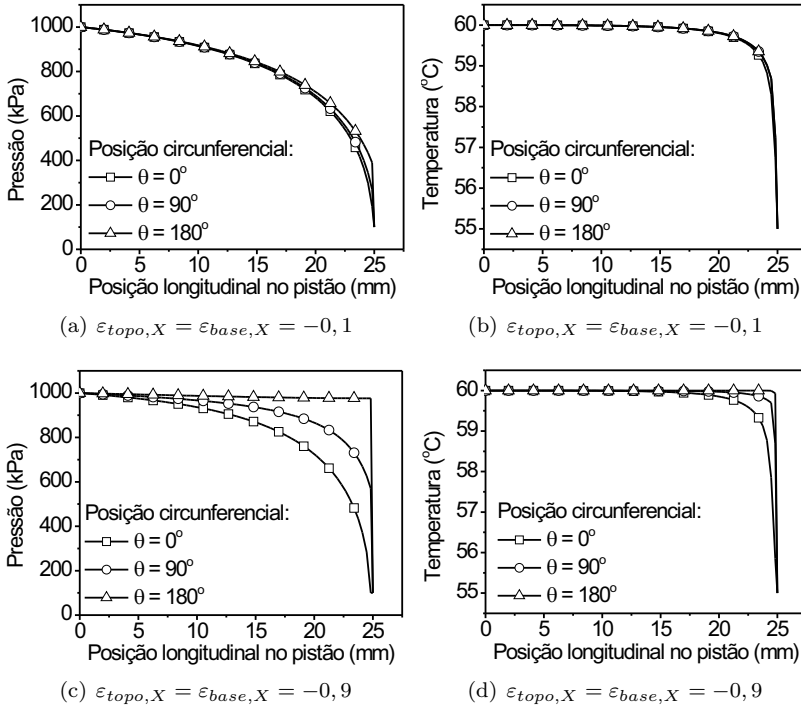


Figura 90 – Resultados para a influência do desalinhamento devido a translação do pistão nos perfis de pressão e temperatura ao longo do escoamento.

No primeiro grau de desalinhamento, uma diferença bem sutil é observada nos perfis de pressão e temperatura em diferentes posições circunferenciais, isso porque o grau de desalinhamento ainda é muito próximo da condição de alinhamento perfeito entre o pistão e o cilindro. Já no segundo grau, as diferenças ficam mais evidentes e as quedas de pressão e de temperatura ao longo do escoamento tendem a ser mais acentuadas na região de folga mínima ($\theta=0^\circ$) e menos acentuadas na

região oposta, a de folga máxima em $\theta=180^\circ$. Isso se deve a área transversal do escoamento que, no caso da região em que $\theta=0^\circ$, é menor fazendo com que o atrito com as paredes do canal seja alto, resultando em maiores gradientes de pressão e de temperatura ao longo da folga. A mesma explicação se aplica para as diferenças encontradas nas distribuições de fração de vazio do escoamento mostradas na figura 91. Enquanto que para o primeiro grau de desalinhamento as diferenças nos perfis longitudinais de fração de vazio são muito pequenas (figura 91a), no segundo grau a taxa de desprendimento do refrigerante é bem mais intensa na região de folga mínima como mostra os resultados da figura 91b. Isso também justifica a antecipação da queda da temperatura do escoamento na região de folga mínima em virtude dos efeitos de compressibilidade do vapor.

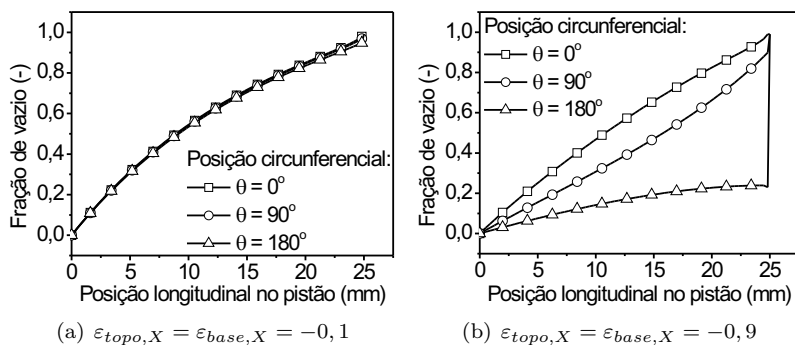


Figura 91 – Resultados para a influência do desalinhamento devido a translação do pistão no perfil de fração de vazio ao longo do escoamento.

O desalinhamento entre o pistão e cilindro imposto pela translação do pistão gera a variação da espessura da folga apenas na direção circunferencial, mantendo a área na direção longitudinal constante. Quando se rotaciona o pistão no interior do cilindro, simulando o movimento de rotação do pistão em torno do pino, são geradas variações na espessura da folga em ambas as direções circunferencial e longitudinal, onde, em uma face da folga, se forma uma canal convergente e, na face oposta, se forma um canal divergente. A influência deste tipo de desalinhamento no escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga é avaliada na figura 92, nos perfis de pressão e temperatura, e na figura 93 para a distribuição de fração de vazio do escoamento. As condições da simulação continuam sendo as expostas na tabela 14 e os graus de

desalinhamento utilizados foram de 0,1 para o topo do pistão e -0,1 para a base no primeiro grau, e 0,3 para o topo e -0,3 para a base no segundo grau.

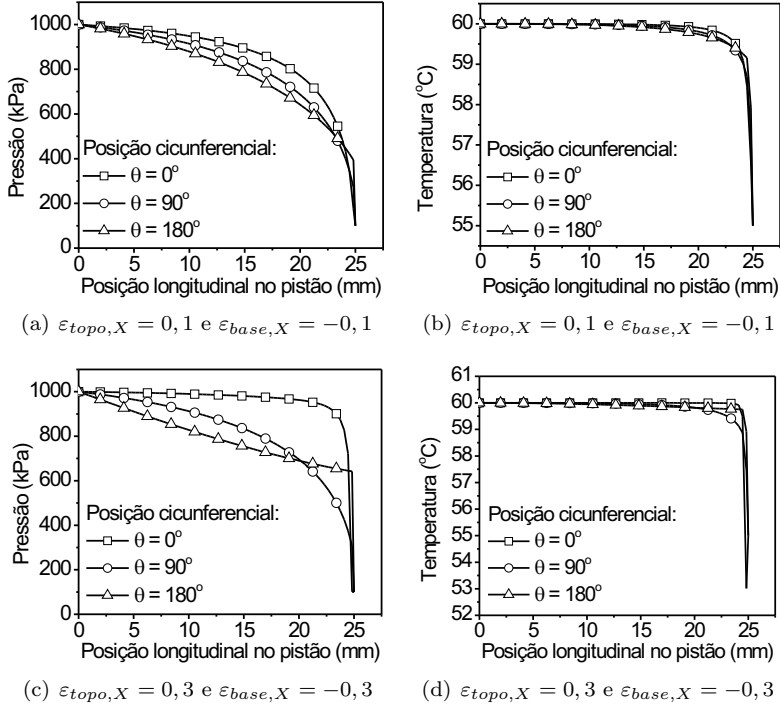


Figura 92 – Resultados para a influência do desalinhamento devido a rotação do pistão nos perfis de pressão e temperatura ao longo do escoamento.

Comparando os graus de desalinhamento, mais uma vez os perfis de pressão (figuras 92a e 92c) mostraram maior sensibilidade em relação aos perfis de temperatura (figuras 92b e 92d), sendo as diferenças nos perfis de pressão longitudinais mais claras no segundo desalinhamento do que no primeiro. Agora, analisando somente a figura 92c, observa-se que para o canal convergente formado na região onde $\theta=0^\circ$ a pressão do escoamento começa caindo lentamente perto do topo do pistão (região de folga máxima) e, a medida que o escoamento vai atravessando a folga, a área diminui e a queda de pressão se intensifica, atingindo seu máximo na base do pistão (região de folga mínima). Na face oposta que

forma um canal divergente, em $\theta=180^\circ$, ocorre exatamente o contrário, ou seja, o escoamento começa a partir do topo do pistão com uma queda de pressão alta, que vai diminuindo até chegar a base do pistão na região de folga máxima. Ainda com relação à região de canal divergente, é mais visível também a tendência de diminuição da taxa de desprendimento de gás pelos resultados da figura 93b.

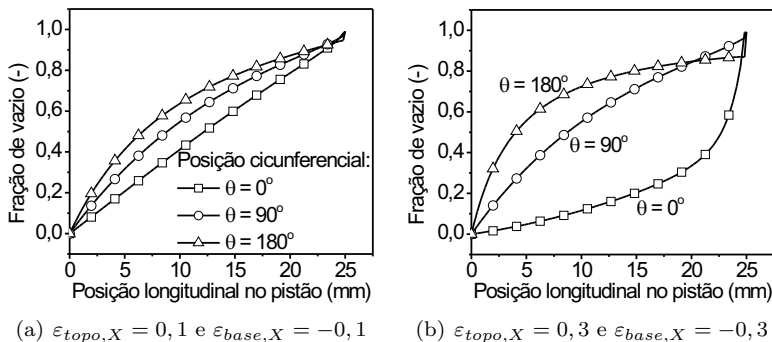


Figura 93 – Resultados para a influência do desalinhamento devido a rotação do pistão no perfil de fração de vazio ao longo do escoamento.

5.5 SÍNTESE DO CAPÍTULO

Este capítulo apresentou um modelo para descrever, do ponto de vista fenomenológico, o escoamento da mistura óleo-refrigerante pela geometria do canal formado pela folga pistão-cilindro de compressores alternativos de refrigeração. O modelo considerou, na ausência de movimento relativo entre as superfícies do pistão e do cilindro, a formação do escoamento bifásico gás-líquido motivado pela redução da solubilidade do refrigerante na mistura, devido a queda de pressão resultante unicamente do atrito do fluido com as paredes do canal. Com relação ao escoamento gás-líquido, o modelo considerou válidas as hipóteses de equilíbrio mecânico, térmico e termodinâmico entre as fases. A partir deste ponto, as equações de Reynolds e da conservação da energia para o escoamento adiabático foram resolvidas numericamente de maneira acoplada para fornecer as distribuições de pressão e de temperatura do escoamento. Adicionalmente, o modelo homogêneo, que assume a ausência de deslizamento entre as fases, foi utilizado para

a determinação da fração de vazio do escoamento e as propriedades termofísicas da mistura foram calculadas como médias ponderadas das propriedades individuais de cada fase. Os resultados do modelo foram comparados aos dados experimentais de distribuição de pressão e de vazão do escoamento de uma mistura formada por óleo éster e refrigerante HFC-134 na geometria da folga pistão-cilindro obtidos no capítulo anterior para uma condição de alinhamento do pistão. A partir daí, o modelo numérico foi extrapolado para diferentes níveis de pressão e de temperatura e, também, para vários graus de desalinhamento entre o pistão e o cilindro.

A partir dos resultados obtidos neste capítulo, as principais conclusões são:

- A comparação entre os dados experimentais de pressão e vazão pela folga para o pistão alinhado e os resultados das simulações numéricas mostraram que a escolha do modelo de viscosidade bifásica possui mais influência na determinação da vazão mássica do que nos perfis de pressão do escoamento. As simulações foram realizadas considerando-se diferentes valores de título na entrada, já que não foi possível medir esta propriedade na bancada. Dentre os modelos de viscosidade testados, tendências muito variadas foram observadas para o comportamento da vazão e a distribuição de pressão do escoamento, de modo que foi possível chegar a um resultado conclusivo sobre quais correlações seriam as mais adequadas para representar os dados experimentais.
- Os resultados das distribuições do título e da fração de vazio para o caso simulado a partir dos dados experimentais indicaram que, de fato, as quantidades de refrigerante que evaporaram da mistura na folga foram tão pequenas a ponto de não produzirem nenhum efeito na temperatura do escoamento que permaneceu praticamente constante. Além disso, o gás presente na folga se expandiu a uma taxa considerável que foi responsável pela queda de pressão do escoamento um pouco mais acentuada à medida que a mistura chegava mais próximo da saída da folga.
- Simulações conduzidas com diferenças de pressão e de temperatura mais elevados entre o topo e a base do pistão, além de folgas nominais menores em relação ao experimento para a mesma condição de alinhamento, forneceram resultados similares aos reportados para escoamentos em tubos longos retos de seção constante. Os perfis de pressão e de temperatura mostraram que na

região do escoamento logo após a entrada na folga apresentou características de escoamento monofásico, com queda de pressão constante e temperatura praticamente uniforme. Apesar das simulações realizadas considerarem o início do desprendimento do refrigerante imediatamente após a primeira redução da pressão na folga, a evaporação gradual do refrigerante da mistura sugere que as características do escoamento passam a ser alteradas a partir do momento em que é formada uma quantidade mínima de gás na folga.

- A análise dos efeitos envolvidos na equação da conservação da energia indicaram a natureza parabólica do transporte de energia térmica pela mistura devido à predominância dos termos advectivos frente aos termos de difusão de calor e de massa. Dada a baixa mobilidade do refrigerante na mistura, visto pelo fato de que a magnitude do coeficiente de difusão do refrigerante é muito pequeno para as condições estudadas, este efeito foi desprezível no cálculo da variação de temperatura do escoamento. O termo restante, de compressibilidade da fase vapor, adquire importância na queda de temperatura do escoamento nas proximidades da base do pistão quando a presença da fase é elevada.
- O aumento na pressão no topo do pistão resultou em gradientes de pressão e de temperatura mais elevados, principalmente na região final do escoamento, próximo a base do pistão. Dependendo da intensidade da queda de pressão do escoamento e da taxa de desprendimento do refrigerante, a temperatura do escoamento pode cair para níveis abaixo da temperatura estabelecida na base do pistão, fato este que ressalta a natureza advectiva do escoamento onde a prescrição de uma temperatura fixa na base do pistão tem pouca influência no comportamento global do escoamento.
- A variação da diferença de temperatura imposta entre o topo e a base do pistão, através da mudança na temperatura do topo do pistão, mostrou afetar a distribuição de pressão do escoamento através da sua influência na viscosidade do escoamento. O aumento na temperatura atua no sentido de reduzir a viscosidade da mistura, através da redução da viscosidade do óleo, ao mesmo tempo que também atua no sentido de aumentar a viscosidade da mistura, através da redução solubilidade do refrigerante; o efeito combinado destes dois fatores afetou diretamente os perfis de pressão e o restante das propriedades do escoamento.

- A análise do escoamento para diferentes tipos e graus de desalinamento entre o pistão e o cilindro gerou variações locais da espessura da folga entre o pistão e o cilindro tanto na direção circunferencial, como na direção longitudinal da folga. Os resultados obtidos mostraram que estes nas regiões onde a espessura da folga é menor, a quedas de pressão por atrito e, conseqüentemente, as taxas de desprendimento do refrigerante e as quedas de temperatura são maiores e vice-versa.

6 APLICAÇÃO NOS MODELOS DE LUBRIFICAÇÃO DO PISTÃO

Neste capítulo, o modelo de equilíbrio do escoamento bifásico da mistura óleo-refrigerante para a geometria idealizada da folga pistão-cilindro de compressores alternativos de refrigeração apresentado no capítulo anterior é agora estendido para a solução do problema da lubrificação do pistão. A complexidade deste problema requer a solução transiente do modelo bidimensional anterior, onde os movimentos axiais e radiais do pistão no interior do cilindro a cada instante são considerados para a determinação de importantes parâmetros de funcionamento do compressor, tais como o consumo de energia e vazamento de refrigerante pela folga. O foco principal da análise deste capítulo estará nos aspectos relacionados à transferência de calor entre o filme lubrificante e a parede do cilindro. Os resultados obtidos são comparados com os fornecidos por modelos de lubrificação isotérmicos pré-existentes que consideram ou não a presença de refrigerante dissolvido.

6.1 INTRODUÇÃO

Nos compressores alternativos de refrigeração, a existência de uma pequena folga entre o pistão e o cilindro permite que ocorram movimentos radiais oscilatórios do pistão em torno do pino, em decorrência do movimento principal do pistão na direção axial, que comprime o gás no cilindro. Estes movimentos oscilatórios, apesar de serem de pequena amplitude, exercem influência determinante no funcionamento do compressor, afetando parâmetros como a potência dissipada por atrito e o vazamento do gás comprimido na câmara de compressão, além de influenciar no desgaste e no ruído gerado pelo compressor. Dessa forma, é fundamental o desenvolvimento de ferramentas de análise da dinâmica do pistão no interior do cilindro como um pré-requisito importante na otimização do projeto de compressores de refrigeração.

Modelos dinâmicos do pistão em regime de lubrificação hidrodinâmica foram inicialmente desenvolvidos por Fernandes (1996) e Prata, Fernandes e Fagotti (2000), que resolveram acopladamente as equações da dinâmica do movimento radial do pistão e da hidrodinâmica para o filme lubrificante. Partindo da hipótese de que a folga pistão-cilindro estava totalmente preenchida de óleo puro em qualquer instante, tais modelos propuseram aproximações matemáticas para descrever o pro-

cesso de ruptura do filme lubrificante quando a pressão no filme atingia valores muito baixos. A geração seguinte de modelos de lubrificação hidrodinâmica do pistão, apresentados nos trabalhos de Grando, Priest e Prata (2006a) e Grando (2007), tratou o problema da cavitação de um ponto de vista mais físico, ou seja, a partir da consideração de que o filme lubrificante contém refrigerante dissolvido em sua composição. Neste caso, a redução da pressão no filme para níveis abaixo da pressão de saturação do refrigerante no óleo, causa naturalmente a ruptura do filme através da dissociação do refrigerante na forma de bolhas ou estrias. Isso também reflete na variação das propriedades do lubrificante ao longo da folga, principalmente a viscosidade, já que a quantidade de refrigerante dissolvido no óleo (solubilidade) depende da pressão local do filme, ao contrário dos modelos propostos por Fernandes (1996) e Prata, Fernandes e Fagotti (2000), que consideraram as propriedades do filme constantes e uniformes.

Ambas as classes de modelos descritos acima partem de uma aproximação em comum com respeito aos aspectos térmicos do problema da lubrificação do pistão: a de que o filme lubrificante é isotérmico. Em outras palavras, considera-se que a temperatura do lubrificante é uniforme ao longo do filme e constante ao longo do tempo. A princípio, esta consideração é questionável pelo fato da viscosidade do lubrificante (seja composto por óleo puro ou pela mistura óleo-refrigerante) possuir uma forte relação com a temperatura, que pode ser elevada pela geração de calor associada à dissipação viscosa do fluido. Além disso, a transferência de calor que ocorre entre o filme e as superfícies metálicas que o confinam pode representar um problema adicional da modelagem, dependendo dos gradientes de temperatura que se formarem entre o filme e as superfícies do pistão e do cilindro.

O objetivo principal deste capítulo é, então, apresentar um novo modelo de lubrificação hidrodinâmica para o pistão de compressores alternativos, onde os efeitos térmicos de transferência de calor ao longo do filme lubrificante e entre o filme e a parede do cilindro sejam levados em conta. A modelagem usa como ponto de partida as equações governantes do modelo de escoamento da mistura óleo-refrigerante pela folga pistão-cilindro apresentado no capítulo anterior, devidamente adaptadas para a situação de movimento axial e radial do pistão. Para a solução da trajetória do pistão, um conjunto de equações de balanço das forças que agem no pistão, na biela e na manivela é resolvido em acoplamento com as equações de Reynolds (forma completa) e da conservação da energia, tanto para o filme composto somente por óleo, como para o filme composto pela mistura óleo-refrigerante. Os resulta-

dos serão comparados com os fornecidos pelos modelos anteriormente descritos, e as diferenças obtidas utilizadas para justificar a adoção ou não de um modelo térmico para descrever a lubrificação de compressores de refrigeração.

6.2 MODELO FÍSICO

A modelagem dos problemas dinâmico e hidrodinâmico segue as metodologias utilizadas por Fernandes (1996) e Grando (2007). A figura 94 apresenta um esquema, adaptado de Fernandes (1996), do sistema biela-manivela que aciona o movimento alternativo do pistão no interior do cilindro.

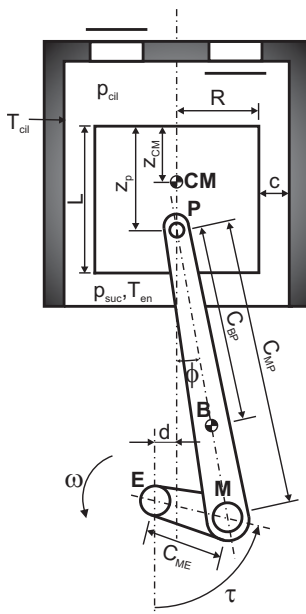


Figura 94 – Esquema de um típico sistema biela-manivela que movimenta o pistão no interior do cilindro adaptado de Fernandes (1996).

Um ciclo do sistema começa quando o pistão se localizando no ponto morto inferior (PMI) em $\tau=0^\circ$, passando pelo ponto morto superior (PMS) quando $\tau=180^\circ$, e volta para o PMI após um giro completo da manivela, que possui velocidade angular igual ω . O eixo do motor

de acionamento da manivela localiza-se a uma distância d do eixo do cilindro e a inclinação da biela em relação ao eixo do cilindro é dada pelo ângulo ϕ . O centro de massa da biela está localizado sobre o seu eixo longitudinal no ponto B. As distâncias C_{ME} , C_{MP} e C_{BP} representam, na ordem, as distâncias entre o olhal maior da biela e o eixo de acionamento da manivela, o olhal maior e o olhal menor da biela (onde está conectado o pino do pistão), e o centro de massa e o olhal menor da biela.

O pistão, de raio R e comprimento L , possui o seu centro de massa localizado em CM. Também como indicado na figura, z_P é a distância entre o topo e o pino do pistão e z_{CM} é a distância entre o topo do pistão e o seu centro de massa. As pressões p_{cil} e p_{suc} são, respectivamente, as pressões do gás no cilindro que atua no topo do pistão e a pressão de sucção que atua na base do pistão. A pressão p_{suc} , por simplicidade é mantida constante ao longo do ciclo enquanto que a pressão no cilindro p_{cil} varia com o ângulo de manivela. O lubrificante que entra na folga pela saída do pistão a uma temperatura fixa T_{en} arrastado pelo movimento do pistão do PMI ao PMS. Além disso, a parede do cilindro é mantida a uma temperatura constante, T_{cil} , ao longo do ciclo. Estas duas temperaturas são muito importantes para caracterizar os aspectos térmicos do problema da lubrificação do pistão.

Os deslocamentos radiais aos quais o pistão está sujeito estão representados na figura 95 pelas excentricidades do topo (e_t) e da base (e_b) do pistão com relação ao eixo do cilindro, da mesma maneira como foram referenciadas as posições de desalinhamento no modelo do pistão estacionário. A diferença é que agora o pistão se movimenta na direção axial com velocidade V_{pis} e aceleração A_{pis} de modo que os deslocamentos radiais do topo e da base do pistão também assumem velocidades, \dot{e}_t e \dot{e}_b , e acelerações radiais, \ddot{e}_t e \ddot{e}_b . A figura 95 também mostra os sistemas de coordenadas aos quais as variáveis do modelo são referenciados, que são essencialmente os mesmos utilizados no problema do pistão estacionário.

6.3 MODELAGEM MATEMÁTICA DO MOVIMENTO SECUNDÁRIO DE PISTÃO

As simplificações e aproximações consideradas na modelagem do problema com o pistão estático apresentado no item 5.2.1 do capítulo anterior também serão adotadas aqui. Uma hipótese adicional é a de que, para fins práticos, assume-se que qualquer movimento do pistão

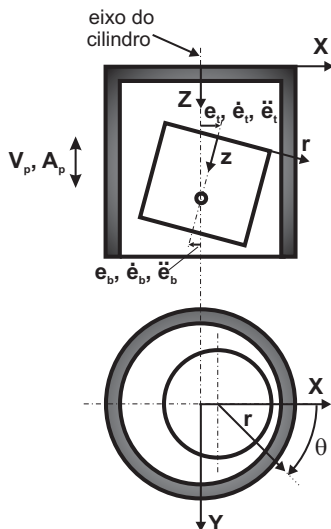


Figura 95 – Deslocamentos radiais originados pelo movimento secundário do pistão e os sistemas de coordenadas do problema.

só é possível no plano XZ do sistema de coordenadas XYZ solidário ao eixo do cilindro. Esta aproximação é usada porque considera-se que os mancais que fazem a conexão da manivela com a biela, da biela com o pino e do pino com o pistão não permitem desalinhamento.

6.3.1 Parâmetros da Cinemática do Pistão e da Biela

A partir da análise cinemática do mecanismo biela-manivela da figura 94, alguns parâmetros de operação do pistão e da biela podem ser definidos em função do ângulo de manivela e das características geométricas do conjunto. A velocidade e a aceleração axial do pistão podem ser obtidas supondo que, em razão de os movimentos radiais serem extremamente pequenos, o pistão se movimenta somente na direção axial (FERNANDES, 1996). Desta forma tem-se para V_{pis} e A_{pis} ,

A partir da análise cinemática do mecanismo biela-manivela da figura 94, alguns parâmetros de operação do pistão e da biela podem ser definidos em função do ângulo de manivela e das características geométricas do conjunto. A velocidade e a aceleração axial do pistão podem ser obtidas supondo que, em razão de os movimentos radiais se-

rem extremamente pequenos, o pistão se movimenta somente na direção axial (FERNANDES, 1996). Desta forma tem-se para V_{pis} e A_{pis} ,

$$V_{pis} = \omega C_{ME} \left\{ (C_{ME} \sin \tau - d) \left[C_{MP}^2 - (C_{ME} \sin \tau - d)^2 \right]^{-1/2} \cos \tau - \sin \tau \right\} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} A_{pis} &= \omega^2 \left[C_{MP}^2 - (C_{ME} \sin \tau - d)^2 \right]^{-3/2} (C_{ME} \sin \tau - d)^2 (C_{ME} \cos \tau)^2 \\ &+ \omega^2 \left[C_{MP}^2 - (C_{ME} \sin \tau - d)^2 \right]^{-1/2} \cdot \\ &\cdot \left[(C_{ME} \cos \tau)^2 - (C_{ME} \sin \tau - d) C_{ME} \sin \tau \right] \\ &- \omega^2 C_{ME} \cos \tau \end{aligned} \quad (6.2)$$

Também observando a figura 94, pode-se obter uma relação trigonométrica para o cálculo do ângulo de inclinação da biela dada por,

$$\phi = \arcsin \left(\frac{C_{ME} \sin \tau - d}{C_{MP}} \right) \quad (6.3)$$

Como o movimento da biela ocorre exclusivamente no plano XZ, as acelerações da biela nas direções X e Z podem ser obtidas como (FERNANDES, 1996),

$$A_{bie,X} = -\omega^2 C_{ME} \sin \tau - \ddot{\phi} C_{MB} \cos \phi + \dot{\phi}^2 C_{MB} \sin \phi \quad (6.4)$$

$$A_{bie,Z} = -\omega^2 C_{ME} \cos \tau + \ddot{\phi} C_{MB} \sin \phi + \dot{\phi}^2 C_{MB} \cos \phi \quad (6.5)$$

onde a velocidade, $\dot{\phi}$, e a aceleração, $\ddot{\phi}$, do ângulo de inclinação da biela são obtidas de derivações sucessivas da eq. (6.3), cujas expressões são:

$$\dot{\phi} = \frac{\omega C_{ME} \cos \tau}{C_{MP} \cos \phi} \quad (6.6)$$

$$\ddot{\phi} = -\frac{C_{ME}}{C_{MP} \cos \phi} \omega^2 \sin \tau + \dot{\phi}^2 \tan \phi \quad (6.7)$$

6.3.2 Equações da Dinâmica do Pistão e da Biela

Para a obtenção das equações da dinâmica do pistão e da biela, faz-se uso dos diagramas de corpo livre mostrados na figura 96, que exibe todas as forças e momentos que atuam sobre o pistão e a biela. No pistão, atuam a força exercida pelo gás no cilindro, F_g , as forças exercidas no pino pela biela, cujas componentes no plano XZ são F_{rX} e F_{rZ} , a força hidrodinâmica exercida pelo filme lubrificante, F_h , e a força de atrito viscoso também devida ao filme lubrificante F_a . Os momentos em relação ao pino, M_h e M_a , se originam respectivamente das forças F_h e F_a e são denominados momento hidrodinâmico e momento de atrito. Supõe-se também que as forças de atrito e exercida pelo gás atuem somente na direção Z e que a força hidrodinâmica atue somente na direção X, pelo fato de a inclinação do pistão ser muito pequena.

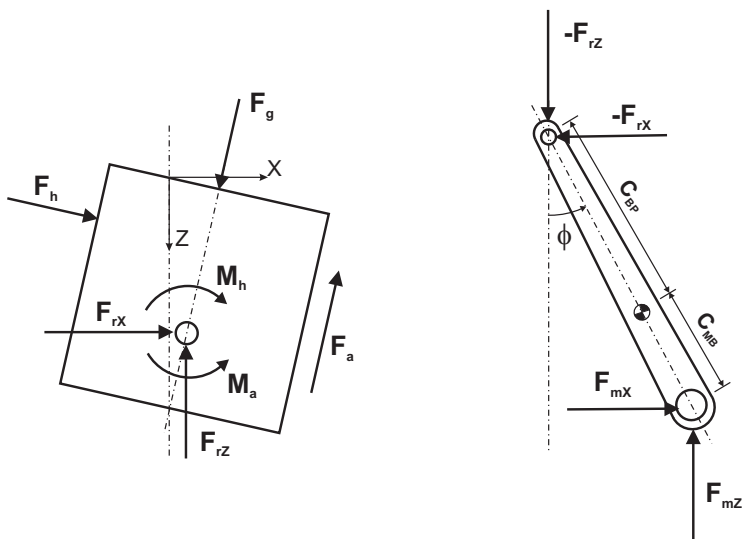


Figura 96 – Diagramas de corpo livre do pistão e da biela.

Realizando então o balanço de forças e de momentos no pistão, tem-se as seguintes equações para a dinâmica do pistão,

$$\Sigma F_X = F_h + F_{rX} = m_{pis} c \omega^2 \left(\ddot{\varepsilon}_t - z_{CM} \frac{\ddot{\varepsilon}_t - \ddot{\varepsilon}_b}{L} \right) \quad (6.8)$$

$$\Sigma F_Z = F_g + F_a + F_{rZ} = m_{pis} A_{pis} \quad (6.9)$$

$$\Sigma M_{pino} = M_h + M_a = I_{pis} c \omega^2 \frac{\ddot{\varepsilon}_t - \ddot{\varepsilon}_b}{L} \quad (6.10)$$

onde m_{pis} e I_{pis} são, respectivamente, a massa e o momento de inércia do pistão em torno do pino e $\ddot{\varepsilon}_t$ e $\ddot{\varepsilon}_b$ são as acelerações radiais adimensionais do topo e da base do pistão.

Na biela, atuam as componentes da força de reação exercida pelo pino do pistão, $-F_{rX}$ e $-F_{rZ}$, e as componentes da força exercida pela manivela, F_{mX} e F_{mZ} . Todas estas forças geram momentos na biela em torno do seu centro de massa. Dessa forma, as equações para a dinâmica da biela são escritas como,

$$\Sigma F_X = F_{mX} - F_{rX} = m_{bie} A_{bie,X} \quad (6.11)$$

$$\Sigma F_Z = F_{mZ} - F_{rZ} = m_{bie} A_{bie,Z} \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} \Sigma M_{bie} &= (F_{rZ} C_{BP} + F_{mZ} C_{MB}) \sin \phi \\ &- (F_{mX} C_{MB} + F_{rX} C_{BP}) \cos \phi = I_{bie} \ddot{\phi} \end{aligned} \quad (6.13)$$

onde m_{bie} e I_{bie} representam a massa e o momento de inércia da biela em torno do seu centro de massa.

A força e o momento hidrodinâmicos são obtidos a partir da integração do campo de pressão do filme lubrificante na folga como,

$$F_h = - \int_0^L \int_0^{2\pi} p(\theta, z) R \cos \theta d\theta dz \quad (6.14)$$

$$M_h = - \int_0^L \int_0^{2\pi} [p(\theta, z) R \cos \theta] (z_p - z) d\theta dz \quad (6.15)$$

Para o cálculo da força e do momento gerado pelo atrito viscoso do filme lubrificante, a tensão de cisalhamento na interface entre o filme e o pistão é integrada em toda área da folga, resultando em,

$$F_a = - \int_0^L \int_0^{2\pi} \left(\frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial z} + \bar{\mu} \frac{V_p}{h} \right) R d\theta dz \quad (6.16)$$

$$M_a = - \int_0^L \int_0^{2\pi} \left(\frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial z} + \bar{\mu} \frac{V_p}{h} \right) R^2 \cos \theta d\theta dz \quad (6.17)$$

A força de atrito calculada pela eq. (6.16) combinada com a velocidade axial no pistão permite ainda calcular a potência necessária para vencer o atrito viscoso na folga pistão-cilindro, um importante parâmetro de indicação das perdas mecânicas no compressor dado por,

$$Pot_a = F_a \cdot V_{pis} \quad (6.18)$$

A força que o gás exerce no topo do pistão é calculada utilizando-se a diferença entre a pressão no cilindro e a pressão de sucção como,

$$F_g = \pi R^2 (p_{cil} - p_{suc}) \quad (6.19)$$

Em suma, a solução do problema dinâmico do movimento secundário do pistão consiste em resolver o sistema de equações diferenciais formado pelas eqs. (6.8) e (6.10) para determinar as acelerações radiais $\ddot{\epsilon}_t$ e $\ddot{\epsilon}_b$, utilizando as equações algébricas, eqs. (6.9), (6.11)-(6.13), como auxiliares. O cálculo das forças e momentos de atrito e hidrodinâmica necessitam ainda da determinação do campo de pressão na folga através da solução da equação de Reynolds. A equação de Reynolds, na sua forma completa para o problema da lubrificação bifásica do pistão é obtida no próximo item.

6.4 EQUAÇÃO DE REYNOLDS (FORMA COMPLETA PARA A LUBRIFICAÇÃO BIFÁSICA)

A dedução completa da equação de Reynolds já foi apresentada no item 5.2.2 do capítulo anterior e não será repetida aqui. O único diferencial com relação à modelagem do pistão estacionário é que os termos do lado direito da equação, que representam os efeitos de geração de pressão no filme devido aos movimentos axial e radial do pistão, não são nulos. Considerando então estes termos, a equação de Reynolds para a lubrificação bifásica passa a ser escrita em função da coordenada axial adimensional $\xi = z/R$ como (GRANDO, 2007),

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\bar{\rho} h^3}{12 \bar{\mu} R^2} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\bar{\rho} h^3}{12 \bar{\mu} R^2} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) = \frac{V_{pis}}{2R} \frac{\partial (\bar{\rho} h)}{\partial \xi} - \frac{\partial (\bar{\rho} h)}{\partial t} \quad (6.20)$$

cujas condições de contorno desta vez relacionam as pressões no cilindro e de sucção, resultando em,

$$\begin{aligned} \xi = 0 &\Rightarrow p(\theta, 0) = p_{cil} \\ \xi = L/R &\Rightarrow p(\theta, L/R) = p_{suc} \\ p(0, \xi) &= p(2\pi, \xi) \end{aligned} \quad (6.21)$$

Para o filme lubrificante composto pela mistura óleo-refrigerante não é necessário definir uma condição de contorno intermediária para a fronteira de cavitação do filme, já que ela é automaticamente determinada pelo desprendimento do refrigerante da mistura, uma vez que a pressão de saturação do refrigerante é atingida. A espessura do filme h pode ser geometricamente relacionada às excentricidades adimensionais no topo e na base do pistão de forma que,

$$h = c \left\{ 1 - \left[\varepsilon_t - \frac{\xi R}{L} (\varepsilon_t - \varepsilon_b) \right] \cos \theta \right\} \quad (6.22)$$

A densidade e a viscosidade homogêneas da mistura bifásica são calculadas da mesma maneira apresentada no capítulo anterior. O título mássico da mistura é determinado pela relação,

$$x = \frac{w_0 - w_r}{1 - w_r} \quad (6.23)$$

onde w_0 é a a concentração global de refrigerante na folga, que varia a cada instante em que a posição do pistão é dada pelo ângulo de manivela.

De acordo com Grando, Priest e Prata (2006a) e Grando (2007), a determinação do parâmetro w_0 depende do sentido do escoamento do lubrificante na folga com os movimentos de subida e descida do pistão. Durante o período de subida do pistão ($0 < \tau < 180^\circ$), quando o lubrificante está sendo carregado para a folga, supõe-se que a mistura óleo-refrigerante esteja em equilíbrio termodinâmico para a pressão de sucção e a temperatura de entrada da mistura na folga. Sendo assim, w_0 pode ser considerado como sendo a solubilidade local da entrada da folga, ou seja, $w_0 = w_{sat}(p_{suc}, T_{en})$. Por outro lado, quando o pistão está descendo durante $180 < \tau < 360^\circ$, o lubrificante está sendo expulso da folga e w_0 é agora estimado em função da pressão no cilindro e

da temperatura do lubrificante no topo do pistão, em $\xi = 0$. Como o pistão se move em velocidades muito altas, o equilíbrio local dificilmente é atingido na região do topo do pistão e Grando, Priest e Prata (2006a) utilizaram um coeficiente de absorção do refrigerante na mistura, κ , de modo que w_0 é estimado a partir da solubilidade local no topo e a concentração global no instante anterior, w_0^{ant} , como,

$$w_0 = w_0^{ant} + \kappa [w_{sat}(p_{cil}, T_{\xi=0}) - w_0^{ant}] \quad (6.24)$$

onde κ é o coeficiente de absorção do refrigerante no óleo e assume valores entre 0 (quando não há nenhuma reabsorção do gás no filme) e 1 (quando há total reabsorção do gás no filme). Como não existiam dados empíricos para o coeficiente de absorção, Grando, Priest e Prata (2006a) testaram diversos valores de κ em seu modelo de lubrificação bifásica do pistão, chegando a conclusão de que este parâmetro tem grande influência na resposta do modelo.

A solução da equação de Reynolds (eq. 6.20) juntamente com as condições de contorno das eqs. (6.21) em cada instante permite que o campo de pressão na folga seja conhecido ao longo de um ciclo completo da manivela. A vazão total de lubrificante que entra e que sai pela saia do pistão pode ser obtida a partir da integração do campo de pressão na base do pistão, permitindo, assim, que a quantidade de lubrificante que alimenta a folga e que vaza posteriormente seja conhecida. Portanto,

$$\dot{m}_{sai} = \int_0^{2\pi} \left(-\frac{h^3}{12\bar{\mu}R} \frac{\partial p}{\partial \xi} + V_{pis} \frac{h}{2} \right) \Big|_{\xi=L/R} R d\theta \quad (6.25)$$

A densidade e a viscosidade homogêneas da mistura óleo-refrigerante são funções do campo de pressão, que por sua vez é utilizado para determinar as forças que atuam sobre o pistão utilizadas para resolver as equações da dinâmica do movimento radial do pistão. No entanto, estas propriedades também dependem da temperatura da mistura, uma vez que o modelo leva em conta a transferência de calor da parede do cilindro para o filme além do efeito de dissipação viscosa no filme. Dessa forma, o modelo deve incorporar a solução da equação da conservação da energia para que a distribuição de temperatura no filme a cada instante também seja conhecida, metodologia esta desenvolvida no próximo item.

6.5 EQUAÇÃO DA CONSERVAÇÃO DA ENERGIA PARA O FILME LUBRIFICANTE

A inovação introduzida na modelagem do movimento secundário do pistão apresentada neste capítulo considera que a temperatura do filme lubrificante pode variar por três razões, enumeradas a seguir:

1. O óleo lubrificante que é arrastado para a folga durante o movimento do pistão do PMI para o PMS, geralmente se encontra a uma temperatura menor do que a temperatura das paredes do pistão e do cilindro. Dessa forma, a transferência de calor para o filme lubrificante é inevitável e este fator deve ser levado em conta em uma análise mais cuidadosa da lubrificação hidrodinâmica do pistão;
2. O próprio movimento do pistão no interior do cilindro é uma fonte de geração de calor no filme lubrificante em razão da dissipação de energia térmica resultante do atrito viscoso no fluido. Nas condições típicas de funcionamento do compressor, as altas velocidades do pistão e as pequenas folgas com o cilindro são parâmetros que indicam que o aquecimento do filme lubrificante devido à dissipação viscosa possa ser relevante;
3. Quando o lubrificante é constituído pela mistura óleo-refrigerante, as regiões de gradiente de pressão negativos na folga estimulam a cavitação do filme resultante do desprendimento do refrigerante na forma de gás. Neste processo, o refrigerante necessita de uma quantidade considerável de energia para mudar de fase. Dependendo da fração de gás liberado e do fluxo de calor das paredes da folga para o filme, uma quantidade adicional de energia pode ser retirada da própria mistura causando a diminuição da temperatura do filme.

Seixlack e Prata (1993) apresentaram um modelo de transferência de calor entre a bucha e o óleo lubrificante no problema de lubrificação de um mancal finito sujeito à diferentes carregamentos estáticos. Adaptando a abordagem térmica utilizada neste trabalho para o problema da lubrificação bifásica do pistão, a equação da conservação da energia é escrita como,

$$\underbrace{\bar{\rho}\bar{c}_p \frac{\partial T}{\partial t}}_{\text{transiente}} + \underbrace{\bar{\rho}\bar{c}_p \left(\vec{V} \cdot \nabla T \right)}_{\text{convecção}} = \underbrace{\nabla \cdot (\bar{k} \nabla T)}_{\text{condução}} + \underbrace{\alpha \vec{V} \cdot \nabla p}_{\text{compres. do gás}} + \underbrace{\bar{\mu} \Phi}_{\text{dissip. vis.}} \quad (6.26)$$

na qual foram ainda adicionados os termos transiente e de compressibilidade do gás que se desprende do lubrificante na região de cavitação do filme. A condutividade térmica homogênea da mistura gás-líquido, \bar{k} , é a mesma dada pela eq. (5.65) e o calor específico a pressão constante, \bar{c}_p , é calculado pela seguinte relação termodinâmica em função do calor específico das fases,

$$\bar{c}_p = x c_{p,v} + (1 - x) c_{p,l} \quad (6.27)$$

Expandindo a eq. (6.26) a partir do sistema de coordenadas $r\theta\xi$ da figura 97, que representa a geometria planificada da folga pistão-cilindro, lembrando que a velocidade do filme na direção radial, u_r , é nula e que não há variação das propriedades do filme ao longo da espessura da folga tem-se,

$$\begin{aligned} \bar{\rho}\bar{c}_p \frac{\partial T}{\partial t} &+ \frac{\rho\bar{c}_p}{R} \left(u_\theta \frac{\partial T}{\partial \theta} + u_\xi \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{1}{R^2} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) \right] \\ &+ \frac{\alpha}{R} \left(u_\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} + u_\xi \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) + \bar{\mu} \Phi \end{aligned} \quad (6.28)$$

onde Φ é a função dissipação viscosa escrita como,

$$\begin{aligned} \Phi &= 2 \left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial u_\xi}{\partial \xi} \right)^2 \right] + \left[\left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right) \right]^2 \\ &+ \left[\left(\frac{1}{R} \frac{\partial u_r}{\partial \xi} \right) + \left(\frac{\partial u_\xi}{\partial r} \right) \right]^2 \left[\left(\frac{1}{R} \frac{\partial u_\theta}{\partial \xi} \right) + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial u_\xi}{\partial \theta} \right) \right]^2 \end{aligned} \quad (6.29)$$

Como a escala de u_ξ é predominante em relação às componentes radial e circunferencial da velocidade do filme, pelo fato de estar na direção do movimento axial do pistão, e a espessura da filme é muito menor do que as outras dimensões do pistão, a eq. (6.29) reduz-se à,

$$\Phi = \left(\frac{\partial u_\xi}{\partial r} \right)^2 \quad (6.30)$$

A derivada da eq. (6.30) é obtida através do perfil de velocidades u_ξ da eq. (5.12) adaptada para o escoamento do Coette na folga,

$$u_\xi(r) = -\frac{1}{2\mu R} \frac{\partial p}{\partial \xi} (r^2 - hr) + \frac{V_{pis}}{h} r \quad (6.31)$$

de onde, considerando que a parcela originária da velocidade axial do pistão é mais importante do que a parcela devida à diferença de pressão do escoamento, a derivada $\partial u_\xi / \partial r$ pode ser escrita como,

$$\frac{\partial u_\xi}{\partial r} = \frac{V_{pis}}{h} \quad (6.32)$$

A eq. (6.28) ainda mantém a variação da temperatura do filme na direção radial no termo de condução. Para tratar esta variação, integra-se a eq.(6.28) ao longo da espessura do filme de cujo resultado é,

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \bar{c}_p R \frac{\partial T}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{c}_p \left(\bar{u}_\theta \frac{\partial T}{\partial \theta} + \bar{u}_\xi \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) &= \frac{1}{R} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) \right] \\ &+ \frac{\bar{k} R}{h} \left[\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{cil} - \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{pis} \right] + \alpha \left(\bar{u}_\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} + \bar{u}_\xi \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) \\ &+ \bar{\mu} R \left(\frac{V_{pis}}{h} \right)^2 \end{aligned} \quad (6.33)$$

onde as velocidades médias \bar{u}_θ e \bar{u}_ξ são calculadas a partir da integração dos perfis de velocidade circunferencial e longitudinal ao longo da espessura do filme (eqs. 5.11 e 5.12) que, para o caso do movimento do pistão, resultam em,

$$\bar{u}_\theta = -\frac{h^2}{12\bar{\mu}R} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (6.34)$$

$$\bar{u}_\xi = -\frac{h^2}{12\bar{\mu}R} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{V_{pis}}{2} \quad (6.35)$$

As derivadas $\partial T / \partial r|_{cil}$ e $\partial T / \partial r|_{pis}$ representam os fluxos radiais de calor entre o filme lubrificante e as paredes do cilindro e do pistão

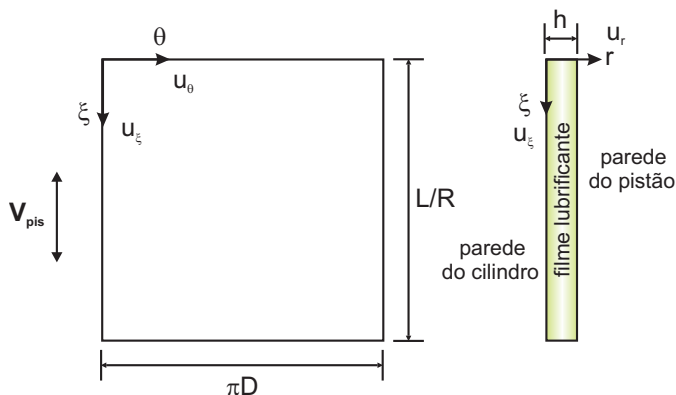


Figura 97 – Geometria planificada da folga pistão-cilindro.

ao longo da espessura do filme. Assumindo que não haja transferência de calor do pistão para o filme e que a troca de calor entre o filme e o cilindro seja por convecção a partir do gradiente de temperatura entre o filme e a parede do cilindro (figura 98), os fluxos de calor radiais tornam-se,

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{pis} = 0 \quad (6.36)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{cil} = \frac{\lambda}{\bar{k}} (T_{cil} - T) \quad (6.37)$$

onde λ é o coeficiente de transferência de calor por convecção entre o cilindro e o filme lubrificante que é melhor escrito em termos no número de Nusselt ($Nu = \lambda h / \bar{k}$), transformando a eq. (6.37) em,

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{cil} = \frac{Nu}{h} (T_{cil} - T) \quad (6.38)$$

Ao abordarem o problema térmico da lubrificação de um mancal finito, Seixlack e Prata (1993) aproximaram a geometria do eixo e da bucha para a de duas placas planas paralelas assumindo que o escoamento era laminar, plenamente desenvolvido e que a condutividade térmica do óleo era constante. Para esta situação, o número de Nusselt é constante e igual a 4,86. Aqui também será assumido, sem maiores

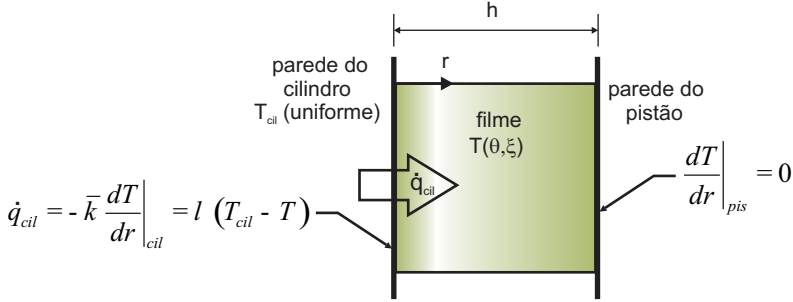


Figura 98 – Transferência de calor para o filme lubrificante através da parede do cilindro.

perdas de generalidade, que as paredes do pistão e do cilindro podem ser considerada duas placa planas paralelas (em razão da pequena amplitude do movimento radial do pistão) e que a condutividade térmica da mistura varia pouco ao longo de toda extensão da folga.

Finalmente, inserindo as eqs. (6.34), (6.35), (6.36) e (6.38) na eq. (6.33), a equação de conservação da energia para a lubrificação bifásica do pistão fica, após a reorganização de alguns termos,

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \bar{c}_p R \frac{\partial T}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{c}_p \left(\bar{u}_\theta \frac{\partial T}{\partial \theta} + \bar{u}_\xi \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) &= \frac{1}{R} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\bar{k} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) \right] \\ + \alpha \left(\bar{u}_\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} + \bar{u}_\xi \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) + \frac{R}{h^2} [\bar{k} Nu (T_{cil} - T) + \bar{\mu} V_{pis}^2] \quad (6.39) \end{aligned}$$

As condições inicial e de contorno necessárias para a solução da eq. (6.39) basicamente se referem à temperatura de entrada do lubrificante na folga pela base (saia) do pistão e ao fluxo de calor nulo tanto no topo como na base, dependendo da posição do pistão no interior do cilindro marcada pelo ângulo de manivela τ . Assim, as condições de contorno são divididas da seguinte forma,

Se o pistão está subindo (compressão) $\rightarrow 0 \leq \tau < 180^\circ$:

$$\begin{aligned} t = 0 &\Rightarrow T = T_{en} \\ \xi = L/R &\Rightarrow T = T_{en} \\ \xi = 0 &\Rightarrow \frac{\partial T}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0 \\ T(0, \xi) &= T(2\pi, \xi) \end{aligned} \quad (6.40)$$

Se o pistão está descendo (sucção) $\rightarrow 180 \leq \tau < 360^\circ$:

$$\begin{aligned}\xi = 0 &\Rightarrow \frac{\partial T}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0 \\ \xi = L/R &\Rightarrow \frac{\partial T}{\partial \xi} \Big|_{\xi=L/R} = 0 \\ T(0, \xi) &= T(2\pi, \xi)\end{aligned}\tag{6.41}$$

Lembrando que as condições de ausência de fluxo de calor no filme pelo topo e pela base do pistão das eqs. (6.40) e (6.41), partem da suposição de que as áreas de contato do filme com o gás no cilindro e com o ambiente na sucção são muito menores do que a área de contato do filme com a parede do cilindro.

6.6 PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO NUMÉRICA DAS EQUAÇÕES DO PROBLEMA

A equações para a determinação dos campos de pressão e de temperatura no filme lubrificante, eqs. (6.20) e (6.39) respectivamente, são discretizadas e resolvidas acopladamente da mesma maneira descrita na seção 5.3. A diferença aqui é que os termos relativos aos movimentos radial e axial do pistão serão incluídos nos termos-fonte das equações algébricas. Sendo assim, a integração numérica das eqs. (6.20) e (6.39) no volume de controle da figura 78 resulta em,

$$A_P^p p_P = A_n^p p_N + A_s^p p_S + A_e^p p_E + A_w^p p_W + S_P^p \tag{6.42}$$

$$A_P^T T_P = A_n^T T_N + A_s^T T_S + A_e^T T_E + A_w^T T_W + S_P^T \tag{6.43}$$

onde para a eq. (6.42),

$$\begin{aligned}A_e^p &= \frac{\bar{\rho}_e h_e^3}{\bar{\mu}_e} \frac{\Delta \xi}{\Delta \theta}; & A_w^p &= \frac{\bar{\rho}_w h_w^3}{\bar{\mu}_w} \frac{\Delta \xi}{\Delta \theta}; \\ A_n^p &= \frac{\bar{\rho}_n h_n^3}{\bar{\mu}_n} \frac{\Delta \theta}{\Delta \xi}; & A_s^p &= \frac{\bar{\rho}_s h_s^3}{\bar{\mu}_s} \frac{\Delta \theta}{\Delta \xi}; \\ A_P^p &= A_n^p + A_s^p + A_e^p + A_w^p; \\ S_P^p &= -12R^2 \left[\frac{V_{pis} \Delta \theta}{2R} (\bar{\rho}_N h_n - \bar{\rho}_P h_s) - \frac{\Delta(\bar{\rho}h)}{\Delta t} \Big|_P \Delta \theta \Delta \xi \right]\end{aligned}\tag{6.44}$$

e para a eq. (6.43),

$$\begin{aligned}
 A_e^T &= \frac{\bar{k}_e}{(R\Delta\theta)^2} - \frac{(\bar{\rho}\bar{c}_p\bar{u}_\theta)_P}{2R\Delta\theta}; & A_w^T &= \frac{\bar{k}_w}{(R\Delta\theta)^2} + \frac{(\bar{\rho}\bar{c}_p\bar{u}_\theta)_P}{2R\Delta\theta}; \\
 A_n^T &= \frac{\bar{k}_n}{(R\Delta\xi)^2} - \frac{(\bar{\rho}\bar{c}_p\bar{u}_\xi)_P}{R\Delta\xi}; & A_s^T &= \frac{\bar{k}_s}{(R\Delta\xi)^2}; \\
 A_P^T &= \left(\frac{1}{\Delta t} - \frac{\bar{u}_{\xi,P}}{R\Delta\xi} \right) (\bar{\rho}\bar{c}_p)_P + \frac{1}{R^2} \left[\frac{\bar{k}_e + \bar{k}_w}{(\Delta\theta)^2} + \frac{\bar{k}_n + \bar{k}_s}{(\Delta\xi)^2} \right] + Nu \frac{\bar{k}_P}{h_P^2}; \\
 S_P^T &= \frac{(\bar{\rho}\bar{c}_p)_P}{\Delta t} T_P^0 + \frac{\alpha_P}{R} \left[\bar{u}_{\theta,P} \frac{(p_E - p_W)}{2\Delta\theta} + \bar{u}_{\xi,P} \frac{(p_N - p_S)}{2\Delta\xi} \right] \\
 &+ \frac{1}{h_P^2} (Nu\bar{k}_P T_{cil} + \bar{\mu}_P V_{pis}^2)
 \end{aligned} \tag{6.45}$$

lembrando que $\Delta t = \Delta\tau/\omega$ onde $\Delta\tau$ é o incremento do ângulo de manivela e que o super-índice “0” da parcela transiente que aparece no termo-fonte da eq. (6.45) se refere a temperatura no ponto “P” tomada no instante anterior. Além disso, as velocidades radiais do topo e da base do pistão estão implícitas na derivada temporal de ρh presente no termo-fonte da eq. (6.44). Estas velocidades são determinadas a partir da solução das equações da dinâmica do movimento secundário do pistão apresentada na seção 6.3.2. Para este fim, será utilizado o método iterativo de Newton-Raphson, inicialmente utilizado por Fernandes (1996) e Prata, Fernandes e Fagotti (2000) e depois por Grando, Priest e Prata (2006a) e Grando (2007), onde para um um ângulo de manivela $\tau + \Delta\tau$, partindo de valores estimados para as velocidades radiais do pistão em τ , as eqs. (6.8) e (6.10) são escritas como,

$$\begin{aligned}
 R_1(\dot{\varepsilon}_t, \dot{\varepsilon}_b) &= F_h(\dot{\varepsilon}_t, \dot{\varepsilon}_b)^{\tau+\Delta\tau} + F_{rX}(\dot{\varepsilon}_t, \dot{\varepsilon}_b)^{\tau+\Delta\tau} \\
 &- m_{pis}\omega^2 \left(\ddot{\varepsilon}_t^{\tau+\Delta\tau} - z_{CM} \frac{\ddot{\varepsilon}_t^{\tau+\Delta\tau} - \ddot{\varepsilon}_b^{\tau+\Delta\tau}}{L} \right) \tag{6.46}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R_2(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b) &= M_h(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b)^{\tau+\Delta\tau} + M_a(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b)^{\tau+\Delta\tau} \\
&- I_{pis} c \omega^2 \left(\frac{\ddot{\epsilon}_t^{\tau+\Delta\tau} - \ddot{\epsilon}_b^{\tau+\Delta\tau}}{L} \right)
\end{aligned} \tag{6.47}$$

onde R_1 e R_2 são os resíduos das equações da dinâmica que devem ser zerados para a solução convergida e F_h , M_h e M_a são obtidos através da integração numérica das eqs. (6.14), (6.15) e (6.17). As acelerações radiais são calculadas numericamente como,

$$\ddot{\epsilon}_t^{\tau+\Delta\tau} = \frac{\dot{\epsilon}_t^{\tau+\Delta\tau} - \dot{\epsilon}_t^{\tau}}{\Delta\tau} \tag{6.48}$$

$$\ddot{\epsilon}_b^{\tau+\Delta\tau} = \frac{\dot{\epsilon}_b^{\tau+\Delta\tau} - \dot{\epsilon}_b^{\tau}}{\Delta\tau} \tag{6.49}$$

De acordo com o método de Newton-Raphson, os resíduos podem ser escritos em função das correções nas velocidades radiais do pistão $\Delta\dot{\epsilon}_t$ e $\Delta\dot{\epsilon}_b$ a serem determinadas através da solução do seguinte sistema linear,

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial R_1}{\partial \dot{\epsilon}_t} & \frac{\partial R_1}{\partial \dot{\epsilon}_b} \\ \frac{\partial R_2}{\partial \dot{\epsilon}_t} & \frac{\partial R_2}{\partial \dot{\epsilon}_b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\dot{\epsilon}_t \\ \Delta\dot{\epsilon}_b \end{bmatrix} \tag{6.50}$$

As derivadas parciais que aparecem na eq. (6.50) são estimadas numericamente através de,

$$\frac{\partial R_1}{\partial \dot{\epsilon}_t} = \frac{R_1(\dot{\epsilon}_t + \delta\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b) - R_1(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b)}{\delta\dot{\epsilon}_t} \tag{6.51}$$

$$\frac{\partial R_1}{\partial \dot{\epsilon}_b} = \frac{R_1(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b + \delta\dot{\epsilon}_b) - R_1(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b)}{\delta\dot{\epsilon}_b} \tag{6.52}$$

$$\frac{\partial R_2}{\partial \dot{\epsilon}_t} = \frac{R_2(\dot{\epsilon}_t + \delta\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b) - R_2(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b)}{\delta\dot{\epsilon}_t} \tag{6.53}$$

$$\frac{\partial R_2}{\partial \dot{\epsilon}_b} = \frac{R_2(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b + \delta\dot{\epsilon}_b) - R_2(\dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_b)}{\delta\dot{\epsilon}_b} \tag{6.54}$$

onde os incrementos $\delta\dot{\epsilon}_t$ e $\delta\dot{\epsilon}_b$ definem os intervalos dentro dos quais o método de Newton-Raphson faz a varredura à procura da solução.

Estes valores devem ser cuidadosamente escolhidos, pois se forem muito grandes fazem a solução divergir e, por outro lado, se forem muito pequenos, tornam o processo de convergência lento.

Após o cálculo das correções $\Delta\dot{\varepsilon}_t$ e $\Delta\dot{\varepsilon}_b$, as velocidades radiais do pistão são corrigidas, as novas posições do topo e da base calculadas de acordo com as seguintes relações,

$$\varepsilon_t^{\tau+\Delta\tau} = \varepsilon_t + \dot{\varepsilon}_t^{\tau+\Delta\tau} \cdot \Delta\tau \quad (6.55)$$

$$\varepsilon_b^{\tau+\Delta\tau} = \varepsilon_b + \dot{\varepsilon}_b^{\tau+\Delta\tau} \cdot \Delta\tau \quad (6.56)$$

Usando estes valores de posições juntamente com os valores atualizados das acelerações radiais calculadas pelas eqs. (6.48) e (6.49) procede-se o processo iterativo, calculando os campos de pressão e temperatura no filme e então as forças e momentos até que os resíduos sejam zerados. Avança-se o ângulo de manivela em $\Delta\tau$ e o procedimento iterativo é então repetido a cada passo de tempo até que o pistão complete um ciclo, chegando novamente ao PMI. Neste ponto as posições e velocidades radiais do pistão são comparadas com as do ponto morto inferior do ciclo anterior e o processo de convergência periódica continua até que não haja mais variações das posições e velocidades radiais de um ciclo para outro, e o pistão entre em regime permanente.

O método de Newton-Raphson requer que ambos os resíduos R_1 e R_2 sejam calculados três vezes a cada iteração onde a cada vez os campos de pressão e de temperatura no lubrificante precisam ser resolvidos. Tal procedimento acaba por exigir um esforço computacional considerável. Outros métodos mais eficientes, baseados em soluções diretas do sistema linear resultante da discretização das equações governantes foram utilizados por Wisbeck (2000) e Couto (2006) em problemas isotérmicos de mancais radiais submetidos a carregamento dinâmico, sendo posteriormente estendido para a lubrificação do pistão. No entanto, a exemplo de Fernandes (1996) e Grando (2007), o método de Newton-Raphson também foi preferido aqui em razão da sua fácil implementação e relativa boa taxa de convergência para as estimativas utilizadas.

O modelo dinâmico para a solução do movimento secundário do pistão foi adaptado ao programa escrito em FORTRAN 90 desenvolvido no capítulo anterior para a análise do problema termo-fluidodinâmico do escoamento pela folga pistão-cilindro. O procedimento completo de solução do modelo dinâmico-térmico-hidrodinâmico de lubrificação do pistão está representado no fluxograma da figura 99.

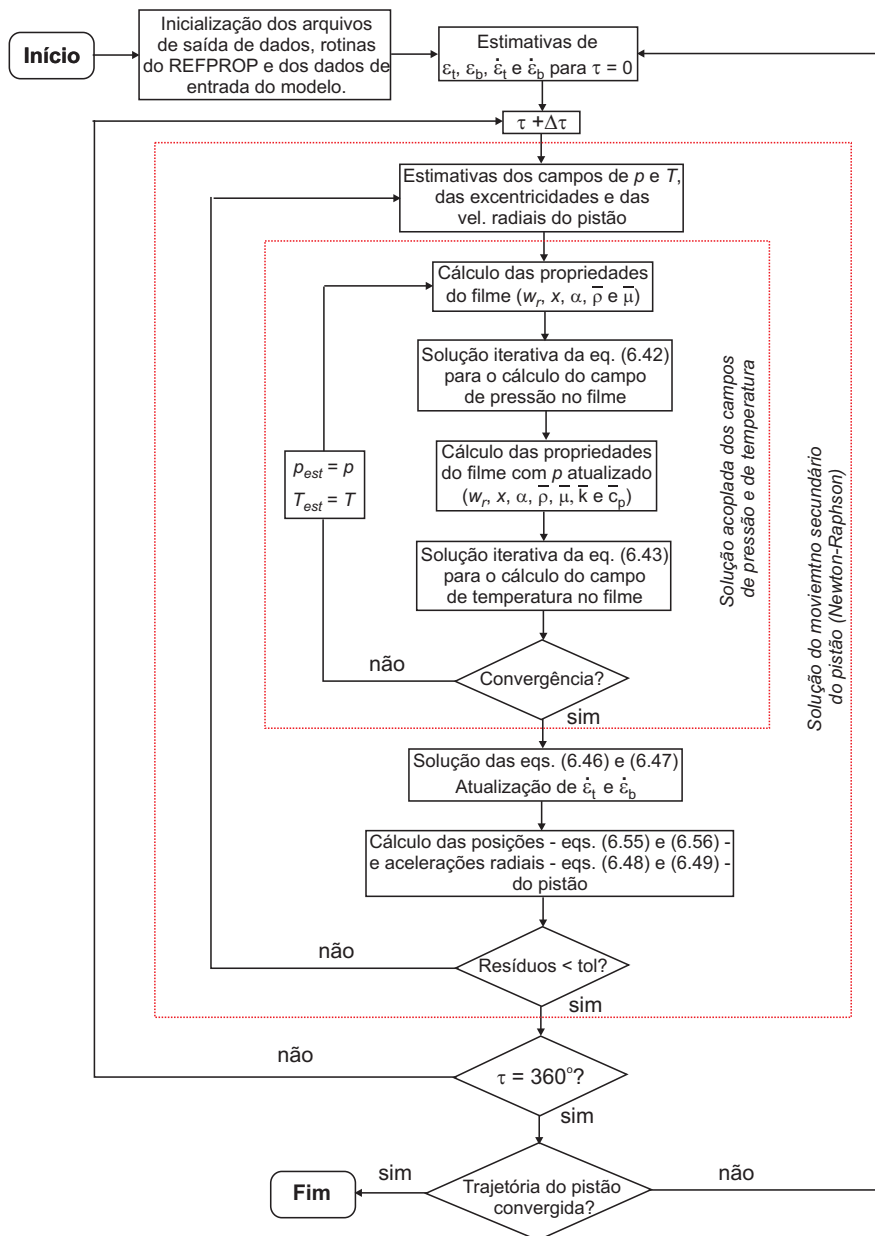


Figura 99 – Fluxograma do procedimento de solução do modelo dinâmico-térmico-hidrodinâmico de lubrificação do pistão.

6.7 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados apresentados nesta seção foram obtidos para o filme lubrificante formado pela mistura refrigerante HFC-134a e o óleo poliol éster EMKARATE RL10H. Os dados geométricos e operacionais do pistão da biela e da manivela de um compressor típico de refrigeração são os mesmos simulados por Grando, Priest e Prata (2006a) e Grando (2007) e estão listados na tabela 18. As temperaturas do cilindro e de entrada do lubrificante na folga foram obtidas a partir de medições experimentais da temperatura na parede do cilindro e do óleo no cárter realizadas por Pizarro (2007). Para fins práticos, supõe-se aqui que a temperatura do lubrificante na entrada da folga seja a mesma do óleo no cárter, não havendo portanto, transferência de calor para o óleo no caminho através do eixo de bombeamento e nos componentes do kit do compressor.

O comportamento da pressão no cilindro em função do ângulo de manivela, também um parâmetro de entrada do modelo fornecido pelo fabricante do compressor (USSYK, 1984), é mostrada na figura 100 e foi o mesmo utilizado por Grando, Priest e Prata (2006a) e Grando (2007).

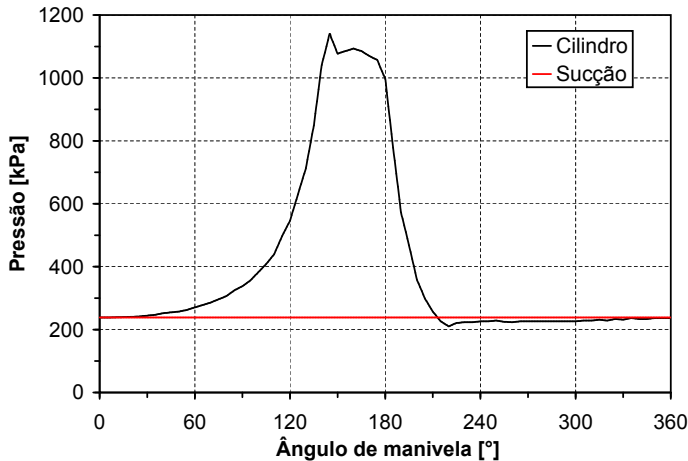


Figura 100 – Pressões no cilindro e na sucção em função do ângulo de manivela.

Tabela 18 – Dados geométricos, operacionais e computacionais do compressor simulado.

| Dados Geométricos | |
|---|----------------|
| R [mm] | 10,5 |
| L [mm] | 21,0 |
| c [μm] | 5,0 |
| z_P [mm] | 12,08 |
| z_{CM} [mm] | 9,53 |
| m_{pis} [g] | 34,6 |
| I_{pis} [$g.mm^2$] | 2870,0 |
| C_{MP} [mm] | 36,47 |
| C_{BP} [mm] | 25,54 |
| m_b [g] | 24,2 |
| I_b [$g.mm^2$] | 5950,0 |
| C_{ME} [mm] | 7,2 |
| d [mm] | 2,0 |
| Dados Operacionais | |
| ω [rad/s] | 370,0 |
| p_{suc} [kPa] | 238,50 |
| T_{cil} [$^{\circ}\text{C}$] | 100,0 |
| T_{en} [$^{\circ}\text{C}$] | 70,0 |
| Parâmetros Computacionais | |
| Malha ($\Delta\theta \times \Delta\xi$) | 18×30 |
| $\Delta\tau$ [$^{\circ}$] | 1,0 |
| Tolerância pressão [-] | 10^{-4} |
| Tolerância temperatura [-] | 10^{-4} |
| Tol. pressão/temperatura [-] | 10^{-4} |
| Tolerância Newton-Raphson [-] | 10^{-4} |
| Tolerância Periódica [-] | 10^{-4} |
| Relaxação $\dot{\epsilon}_t$ e $\dot{\epsilon}_b$ | 0,7 |

6.7.1 Influência da Variação da Densidade do Filme na Solução da Eq. de Reynolds

Ao se considerar a dissociação do refrigerante no filme lubrificante, o eventual aparecimento de regiões de gradiente de pressão negativo no filme e até a transferência de calor do cilindro para o filme, provocam a liberação do gás na mistura e o pistão entra em regime de lubrificação bifásica. Com isso, as propriedades do lubrificante, como uma mistura gás-líquido, passam a depender da fração de gás liberado, que por sua vez, varia ao longo de toda extensão da folga. A densidade

da mistura é a propriedade que apresenta as maiores variações no filme em razão da grande diferença entre a densidade da fase líquida e da fase vapor.

As variações da densidade do filme que estão presentes no termo fonte do lado direito da eq. (6.20) resultam em não-linearidades que dão origem a uma dificuldade adicional na solução numérica da equação de Reynolds na região de cavitação do filme devido ao deprendimento de gás. Estes termos representam os efeitos de “cunha” térmica e de expansão local do filme, mecanismos estes que estão entre os reponsáveis pela geração de pressão no filme.

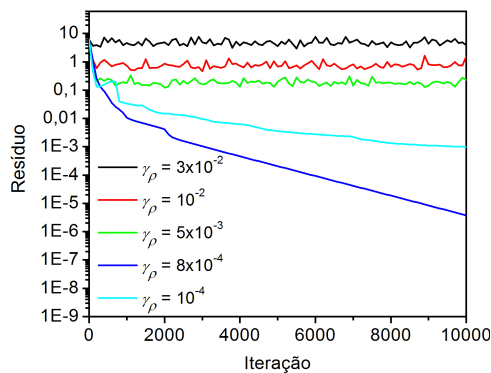
Grando (2007) também reportou dificuldades na convergência da solução do modelo isotérmico de lubrificação bifásica especialmente na região de cavitação, onde fatores de sub-relaxação muito pequenos para a pressão e para a densidade tiveram que ser utilizados afim de se obter uma convergência mais estável para a solução. A obtenção de fatores de sub-relação adequados é uma tarefa difícil e depende de tentativa e erro, sendo mais difícil ainda em situações que envolvem grandes variações das propriedades do escoamento em pequenos intervalos de tempo. Matematicamente, a sub-relaxação dos campos de pressão e de densidade é expressa por,

$$p_{i,j}^k = \gamma_p p_{i,j}^k|_{calc} + (1 - \gamma_p) p_{i,j}^{k-1} \quad (6.57)$$

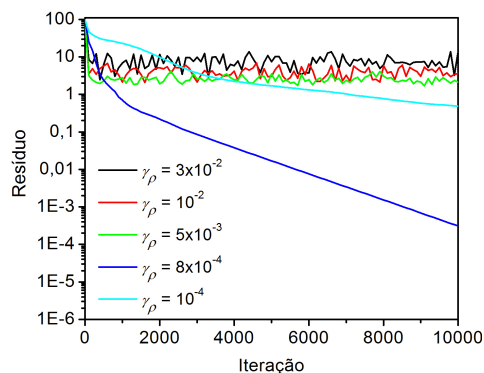
$$\rho_{i,j}^k = \gamma_\rho \rho_{i,j}^k|_{calc} + (1 - \gamma_\rho) \rho_{i,j}^{k-1} \quad (6.58)$$

onde γ_p e γ_ρ são os fatores de sub-relaxação para a pressão e para a densidade, os sub-índices i e j indicam a posição em θ e em ξ na malha, e os super-índices “k” e “k-1” indicam as iterações atual e anterior na solução do campo de pressão.

Uma série de testes foi realizada com vários fatores de sub-relaxação, que mostraram que a relaxação da pressão teve um peso bem menor no processo de solução iterativa da eq. de Reynolds do que a relaxação da densidade. Os resultados dos resíduos da pressão e da densidade para diferentes fatores de sub-relaxações da densidade para $\tau=185^\circ$ são apresentados na figura 101. Este instante foi considerado o mais crítico, pois é onde o pistão realiza o movimento descendente a partir do PMS e o lubrificante experimenta gradientes de pressão negativos que resultam em altas taxas de deprendimento do refrigerante ao longo da folga.



(a) Resíduo da pressão



(b) Resíduo da densidade

Figura 101 – Resíduos da pressão e da densidade durante a solução do campo de pressão em $\tau=185^\circ$.

Os resultados obtidos para $\gamma_p=0,1$ e a diferença de temperatura entre a entrada e a parede do cilindro mantida em 5°C , mostram que o campo de pressão no filme não convergiu após 10.000 iterações para nenhum dos valores de γ_ρ testados. Os maiores valores de γ_ρ testados atenuavam menos as variações da densidade do filme o que acabava por gerarem instabilidades na solução do campo de pressão. Por outro lado, os valores mais baixos de γ_ρ tendiam a fazer com que a densidade do filme variasse menos a cada iteração deixando a solução do campo de pressão muito mais lenta e impraticável do ponto de vista dos recursos computacionais disponíveis para as simulações.

Conforme mencionado anteriormente, a dificuldade de convergência do campo de pressão mostradas na figura 101 tem sua origem na variação de densidade presente no termo fonte da eq. de Reynolds, causada pelo gradiente de pressão e, possivelmente, agravada pela variação da temperatura da mistura que intensifica a liberação de refrigerante no filme. Em vista desta dificuldade, os próximos resultados da figura 102 mostram o comportamento dos resíduos da pressão e da densidade quando a densidade da mistura foi considerada constante no termo fonte do lado direito da eq. (6.20). Observa-se que desta vez, para a mesma região crítica, a convergência do campo de pressão ocorreu de forma estável e em menos de 35 iterações, sem a necessidade de sub-relaxar os campos de pressão e de densidade a cada passo iterativo ($\gamma_p = \gamma_\rho = 1$).

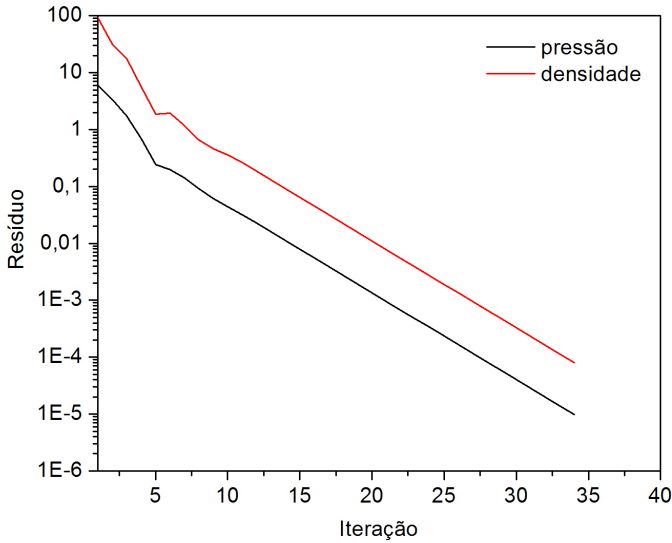


Figura 102 – Resíduos da pressão e da densidade durante a solução do campo de pressão em $\tau=185^\circ$ sem a variação da densidade no termo fonte da Eq. de Reynolds.

No entanto, ficou a preocupação de que a simples eliminação dos termos de variação da densidade no termo fonte da eq. de Reynolds pudesse de alguma forma interferir significativamente nos resultados do modelo. Estes termos, conforme já comentado, representam dois efeitos de geração de pressão no filme e uma avaliação de sua importância deve ser realizada afim de que a consistência física do modelo seja devida-

mente verificada. A figura 103 apresenta os resultados da comparação da trajetória do pistão no ciclo feita entre o modelo considerando o filme isotérmico e sem termos de variação da densidade no termo fonte, e a solução completa do modelo isotérmico obtida por Grando, Priest e Prata (2006a). Observa-se que a pressão gerada pelos efeitos de “cunha” térmica e expansão local no filme tendem a manter o pistão cerca de 10% mais próximo da parede do cilindro do que a solução que não considera tais efeitos. Em vista das dificuldades numéricas encontrada de se obter a solução acoplada da pressão e da temperatura do filme, os resultados apresentados daqui para frente não incluirão estes efeitos na eq. de Reynolds.

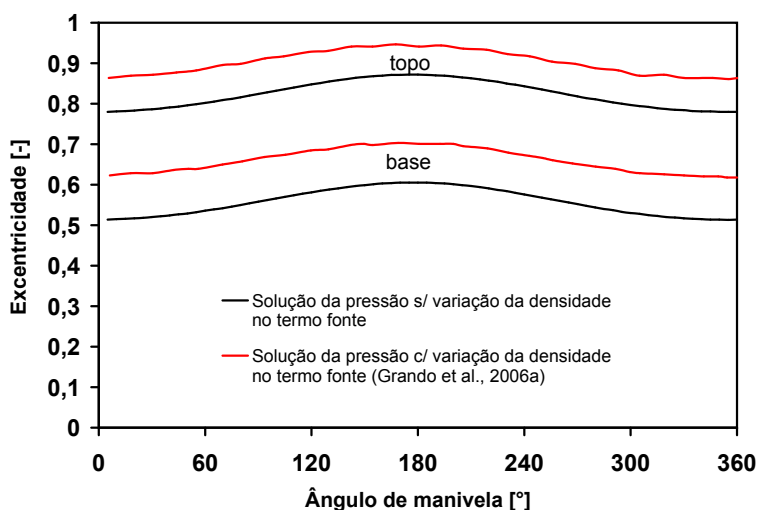


Figura 103 – Verificação da variação da densidade no termo fonte da eq. de Reynolds na trajetória do pistão.

6.7.2 Avaliação do Perfil Térmico no Filme Lubrificante

As simulações conduzidas com o filme lubrificante como sendo a mistura óleo-refrigerante consideraram dois cenários distintos com relação à taxa de absorção do refrigerante no óleo presente na eq. (6.24), conforme sugerido por Grando, Priest e Prata (2006a) e Grando (2007). O primeiro cenário prevê uma baixa taxa de absorção, onde $\kappa=0,05$, e o segundo indica uma alta taxa de absorção do refrigerante no óleo,

onde $\kappa=0,5$. Em outras palavras, esta diferença significa que, para um Δt fixo, o segundo cenário permite que 10 vezes mais refrigerante seja absorvido pelo óleo (alterando mais radicalmente as suas propriedades), do que no primeiro cenário.

A figura 104 mostra uma comparação dos resultados da variação da temperatura média do filme em função do ângulo de manivela durante a subida do pistão no primeiro ciclo para o filme sendo composto por óleo puro e pela mistura nas condições de alta e baixa absorção de refrigerante.

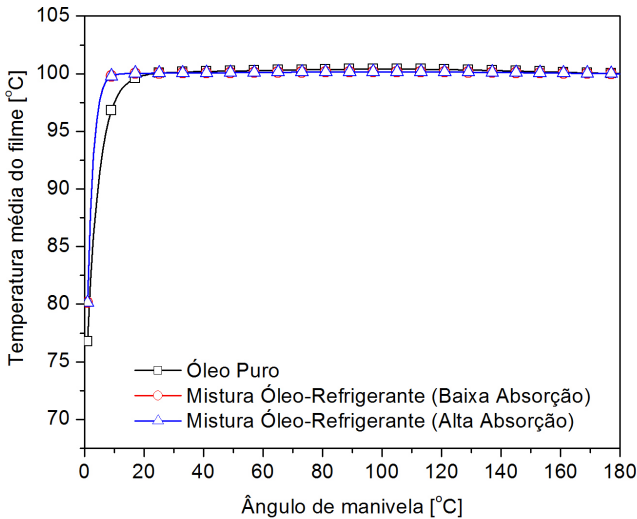
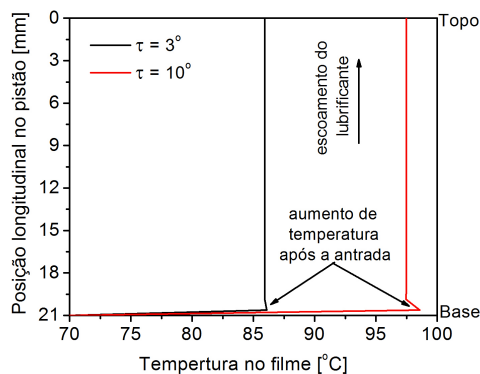


Figura 104 – Variação da temperatura média do filme lubrificante ao longo do tempo durante o primeiro ciclo.

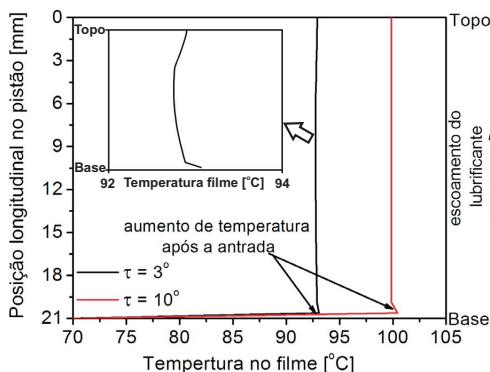
A primeira coisa que claramente se observa é que a temperatura média do filme atinge rapidamente a temperatura da parede do cilindro a partir da sua condição inicial. Isso ocorre ainda na metade do primeiro ciclo do pistão, onde o óleo entra na folga à uma temperatura 30°C mais baixa do que a temperatura do cilindro, o que é um indicativo da baixa resistência térmica que o filme oferece. Neste caso, a condição de absorção do refrigerante na mistura acaba não fazendo nenhuma diferença na variação temperatura do filme.

O perfil longitudinal de temperatura no filme também não apresenta grandes variações como mostram os resultados da figura 105.

Com excessão do aumento logo na entrada, a temperatura ao longo da maior parte do filme se mantém uniforme, tendendo a atingir



(a) Simulação com óleo puro



(b) Simulação com a mistura (baixa absorção)

Figura 105 – Distribuições longitudinais da temperatura do filme durante os instantes iniciais do primeiro ciclo.

desta maneira a temperatura do cilindro após um curto intervalo de tempo. Uma ocorrência curiosa é a existência de um aumento adicional na temperatura do filme logo após a entrada do lubrificante na folga, mais visível quando a diferença entre a temperatura de entrada e a temperatura do filme aumenta. Tal aumento é atribuído ao efeito de dissipação viscosa resultante da baixa temperatura do lubrificante na entrada da folga que deixa a sua viscosidade mais alta. À medida que o filme escoar em direção ao topo do pistão recebendo calor da parede do cilindro, a viscosidade diminui e a energia gerada pelo atrito viscoso passa a não ter mais efeito no aquecimento do lubrificante.

Para a simulação com a mistura óleo-refrigerante observa-se ainda uma sutil queda da temperatura ao longo do filme em $\tau=3^\circ$. Esta ocorrência é resultado do processo de desprendimento do refrigerante no filme que necessita de grandes quantidades de energia para se manter. Como o calor proveniente da parede do cilindro naquele instante não foi suficiente para sustentar o processo, parte da energia adicional teve de ser retirada da própria mistura, o que reduziu localmente a temperatura do filme.

6.7.3 Influência da Variação da Temperatura do Filme na Trajetória do Pistão

Embora o lubrificante e a parede do cilindro atinjam equilíbrio térmico rapidamente no primeiro ciclo, a folga é constantemente alimentada por lubrificante a uma temperatura mais baixa durante o movimento ascendente do pistão em cada ciclo. Isso gera um gradiente térmico no filme em cada ciclo que afeta as propriedades do lubrificante e as características da lubrificação do pistão. As figuras 106 e 107 mostram as posições radiais do topo e da base do pistão através das suas excentricidades adimensionais ao longo do último ciclo, quando a trajetória do pistão entra em regime permanente. Para avaliar de forma adequada o efeito que a transferência de calor exerce na trajetória do pistão, foram simulados dois casos com o modelo isotérmico, onde a equação da conservação da energia não era resolvida: um com a temperatura do filme mantida em 100°C e outro com a temperatura mantida em 70°C . Estas são as temperaturas do cilindro e de entrada do lubrificante na folga, respectivamente, no modelo de lubrificação com transferência de calor. Em todas as simulações notam-se as mesmas características na trajetória do pistão: o pistão mantém-se sempre inclinado para o sentido horário e a ação da força hidrodinâmica no filme em $\theta=0^\circ$ o empurra em direção a parede do cilindro durante a primeira metade do ciclo; na segunda metade do ciclo uma força hidrodinâmica resultante contrária faz com que o pistão retorne a sua posição original. Um esquema ilustrativo da posição radial e da inclinação do pistão no ciclo é mostrado na figura 108.

Observa-se, também, que para o filme formado tanto por óleo puro como pela mistura, a transferência de calor no filme tende a afetar mais a posição do topo do pistão do que a da base.

Isso reflete na menor inclinação do pistão obtidas nas simulações conduzidas com o modelo de transferência de calor e com o modelo

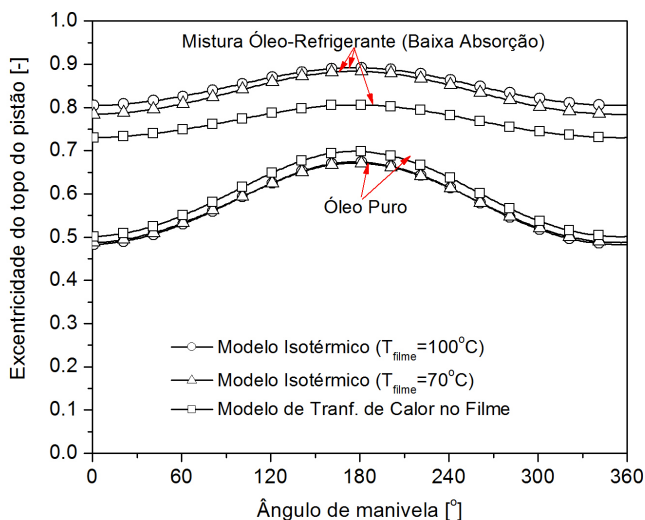


Figura 106 – Excentricidade do topo do pistão ao longo do último ciclo.

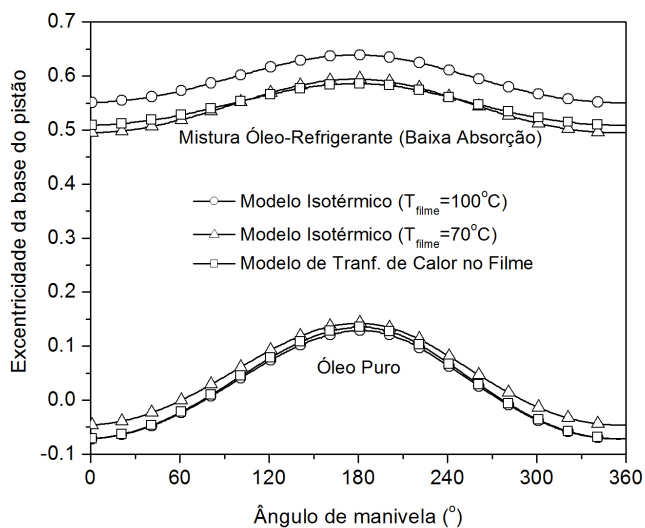


Figura 107 – Excentricidade da base do pistão ao longo do último ciclo.

isotérmico para $T_{filme}=100^{\circ}\text{C}$ onde o filme era formado pela mistura. Além disso, a aproximação do pistão com a parede do cilindro ao longo

do ciclo foi menor nas simulações com a mistura, conferindo maior estabilidade na trajetória do movimento radial do pistão.

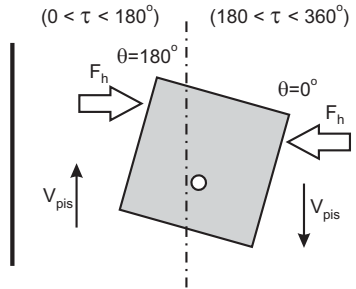


Figura 108 – Inclinação e força hidrodinâmica resultante sobre o pistão durante o último ciclo.

6.7.4 Influência da Variação da Temperatura do Filme nas Distribuições de Pressão, Fração de Vazio e Concentração de Refrigerante

Os próximos resultados avaliam a influência da transferência de calor no filme nas propriedades do lubrificante que possuem forte dependência da pressão e da temperatura do filme e que fornecem informações sobre a composição e a fração de gás que se desprende do lubrificante na folga. A figura 109 apresenta os resultados da distribuição de pressão longitudinal no filme durante a primeira metade do último ciclo ($\tau=120^\circ$) para várias simulações. Foram avaliadas as condições do lubrificante formado por óleo puro e pela mistura com alta absorção (AA) e baixa absorção (BA), levando em conta a transferência de calor no filme ou considerando o filme isotérmico com $T_{filme}=100^\circ\text{C}$. Os perfis de pressão foram tomados em duas faces opostas do pistão ($\theta=10^\circ$ e $\theta=180^\circ$) que, de acordo com a inclinação mostrada na figura 108, são as regiões onde se formam a “cunha” e a “anti-cunha” geométrica, respectivamente.

Na figura 109a, devido à direção das velocidades axial e radial do pistão, observa-se a geração de pressões positivas na direção da redução da espessura do filme, próximo ao do topo do pistão, resultante do efeito cunha e de filme espremido. Este aumento da pressão na região do topo do pistão é mais intenso nas simulações onde o lubrificante é formado pela mistura em comparação com o óleo puro em razão de o pistão se

localizar mais próximo da parede do cilindro em $\theta=10^\circ$, intensificando o efeito cunha nesta face. Já no lado oposto, em $\theta=180^\circ$, o lubrificante escoa em direção a um gradiente de pressão positivo e a “anti-cunha” não gera nenhuma pressão hidrodinâmica no filme. A transferência de calor para o filme, por sua vez, gera pressão no filme em ambos os lados do pistão na região de entrada do lubrificante na folga em razão do desprendimento do refrigerante motivado pelo aumento da temperatura do filme.

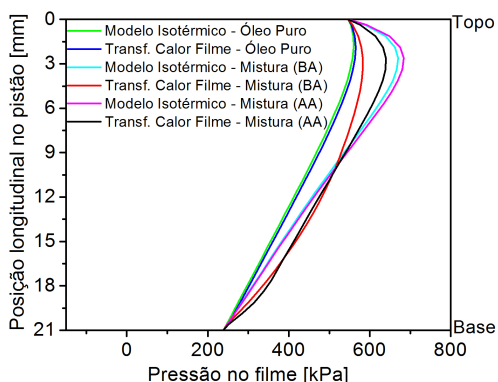
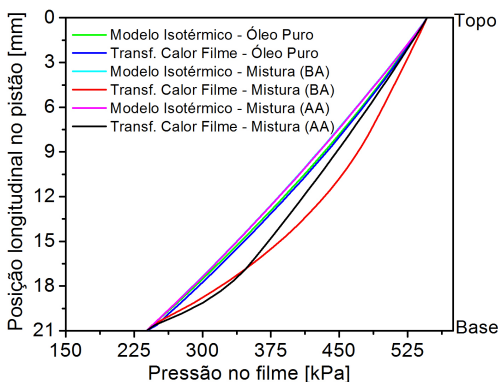
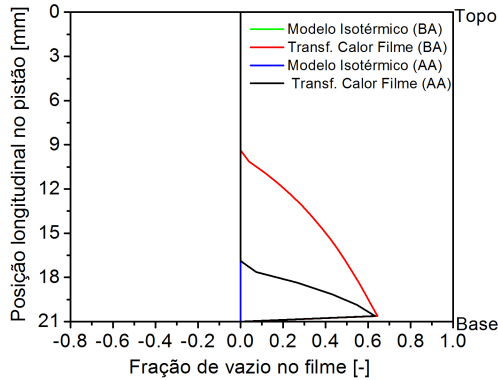
(a) $\theta=10^\circ$ (b) $\theta=180^\circ$

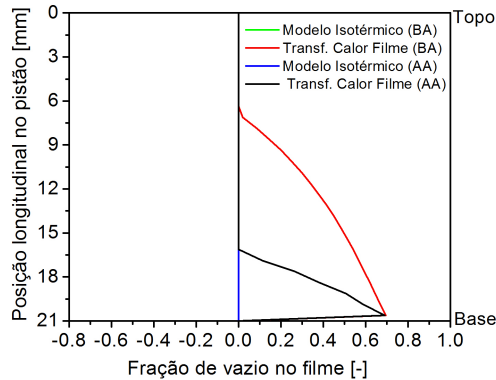
Figura 109 – Distribuições longitudinais de pressão no filme no instante $\tau=120^\circ$ do último ciclo.

O efeito de desprendimento fica mais claro quando se analisa os

perfis longitudinais de fração de vazio ao longo do pistão na figura 110.



(a) $\theta=10^\circ$



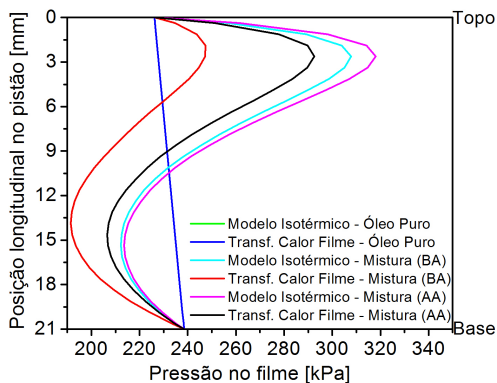
(b) $\theta=180^\circ$

Figura 110 – Distribuições longitudinais de fração de vazio no filme no instante $\tau=120^\circ$ do último ciclo.

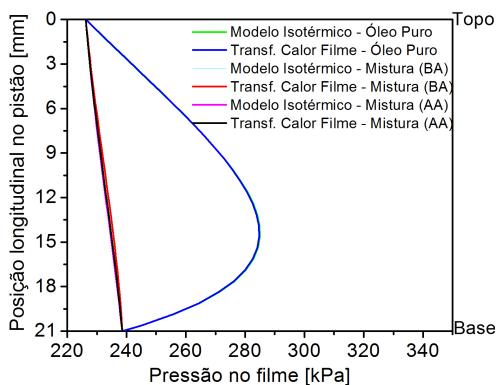
Logo que o lubrificante entra na folga, o aumento de temperatura causado pela dissipação viscosa e pela transfêrencia de calor do cilindro provoca o desprendimento repentino de gás no filme cuja expansão está associada ao aumento da pressão nesta região. Isso acontece porque, embora a expansão local do filme não seja considerado no termo fonte da eq. de Reynolds, a variação da densidade nos termos de Poiseuille compensam esse efeito. A restauração do filme ocorre logo em seguida, assim que a pressão do escoamento aumenta e todo gás retorna para a

mistura antes ou depois da metade do comprimento do pistão, dependendo do grau de absorção do refrigerante no óleo.

Quando o pistão está voltando para o PMI, a situação do campo de pressão na folga em $\theta=10^\circ$ e $\theta=180^\circ$ muda completamente como mostram os resultados da figura 111 para a segunda metade do último ciclo ($\tau=240^\circ$).



(a) $\theta=10^\circ$



(b) $\theta=180^\circ$

Figura 111 – Distribuições longitudinais de pressão no filme no instante $\tau=240^\circ$ do último ciclo.

A parte do filme em contato com a parede do pistão acompanha o seu movimento para baixo ao mesmo tempo que a parte do filme próxima da parede do cilindro se movimenta para cima em função da

diferença de pressão entre o cilindro e a sucção. Na face em $\theta=10^\circ$, para o filme formado pela mistura, este efeito gera pressões positivas (acima da pressão de saturação do refrigerante na mistura) na região do topo pistão devido ao efeito cunha causado pela parcela do filme que escoava pela diferença de pressão negativa entre a sucção e o cilindro. Ao mesmo tempo, ainda na posição $\theta=10^\circ$, a parte do filme carregada pelo pistão escoava pelo canal divergente reduzindo a pressão para um valor abaixo da pressão de saturação da mistura e provocando a liberação de gás no filme. O modelo de transferência de calor produziu maiores quedas de pressão na região de cavitação do filme do que as geradas pelo modelo isotérmico. Consequentemente, uma quantidade maior de gás foi liberada da mistura como mostram os resultados da figura 112a para a distribuição de fração de vazio em $\theta=10^\circ$. Ainda nestes resultados, o modelo de transferência de calor com a mistura na condição de baixa absorção também fez com que a restauração do filme na saída não fosse completa e que parte do gás vazasse pela saída do pistão.

Na face em $\theta=180^\circ$, por outro lado, a geração de pressões positivas devido ao efeito cunha atua somente nos casos onde o filme é formado por óleo puro, como mostrado na figura 111b. Nos casos onde a mistura óleo-refrigerante foi simulada, o efeito de filme espremido comprime o filme contra a parede do cilindro em $\theta=180^\circ$. Este efeito compensa a queda de pressão gerada pelo fluido que escoava pelo canal divergente na direção do gradiente negativo da base para o topo do pistão, mantendo o perfil de pressão linear. Deste lado do pistão, o calor transferido da parede do cilindro tem pouca influência nos perfis de pressão e o filme permanece contínuo, não havendo portanto liberação de refrigerante como mostra o resultado da figura 112b.

Para avaliar a influência da transferência de calor na variação da composição do filme ao longo do ciclo, a figura 113 apresenta os resultados para a concentração média de refrigerante no filme para as simulações feitas com alto grau de absorção do refrigerante no óleo. A concentração média é obtida através da integração do perfil de concentração calculado a partir das distribuições de pressão e temperatura no filme. Ao entrar na folga, a mistura, que se mantinha na condição de saturação para a pressão de sucção e temperatura de entrada, recebe o calor proveniente do cilindro e do efeito de dissipação viscosa do fluido. O resultante aumento na temperatura da mistura faz com que grandes quantidades de refrigerante sejam liberadas e a concentração média de refrigerante no filme seja igual à solubilidade da mistura na temperatura do cilindro. Por esta razão, até $\tau=60^\circ$, a concentração média de refrigerante no filme permanece igual à concentração no filme

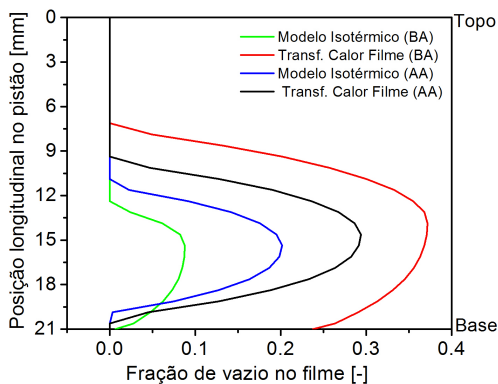
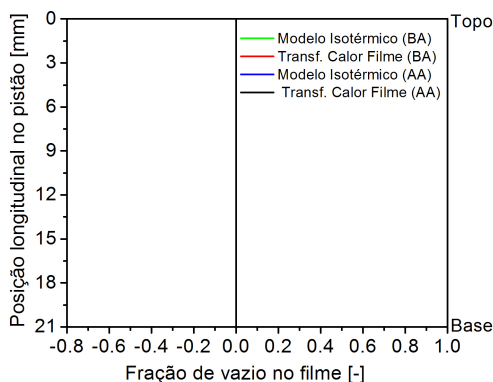
(a) $\theta=10^\circ$ (b) $\theta=180^\circ$

Figura 112 – Distribuições longitudinais de fração de vazio no filme no instante $\tau=240^\circ$ do último ciclo.

para o caso onde a temperatura do filme foi mantida uniforme e igual a temperatura do cilindro.

À medida que a pressão no cilindro e no filme aumentam durante a primeira metade do ciclo, o gás disperso é reabsorvido pelo filme e a concentração média de refrigerante aumenta novamente. Até a chegada do pistão no PMS observa-se que, mesmo com o filme na temperatura do cilindro, o aumento de pressão é tal que provoca a restauração quase que completa do filme. Neste ponto, a concentração média no filme se aproxima da concentração média calculada para a simulação onde o

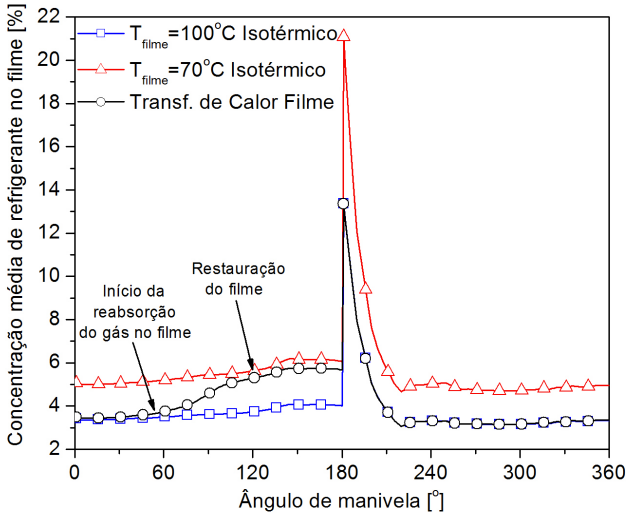


Figura 113 – Concentração média de refrigerante no filme ao longo do último ciclo (alta absorção do refrigerante no óleo).

filme é isotérmico com temperatura igual a temperatura de entrada na folga no modelo de transferência de calor. Na segunda metade do ciclo, a quantidade de lubrificante que entra na folga diminui e a temperatura do filme passa a ser influenciada exclusivamente pela temperatura do cilindro. Isso faz com que a concentração média no filme seja igual à calculada para o caso isotérmico, onde a temperatura do filme é igual a temperatura do cilindro.

6.7.5 Avaliação da Influência da Temperatura do Filme nos Parâmetros Relacionados ao Desempenho do Compressor

Dois parâmetros importantes avaliados pelo modelo e que estão diretamente relacionados a eficiência energética do compressor são a potência dissipada por atrito no filme e o vazamento de refrigerante pela folga. O primeiro é um dos parâmetros associados à eficiência mecânica do compressor, pois possibilita o cálculo da energia adicional a ser fornecida ao pistão para vencer o atrito viscoso no filme lubrificante. O segundo é um parâmetro que permite o cálculo da quantidade de refrigerante que vaza pela folga através da iteração entre o

gás sendo comprimido e o filme lubrificante na estimativa da eficiência volumétrica do compressor.

A figura 114 mostra os resultados da potência dissipada por atrito no filme ao longo do último ciclo para várias simulações considerando ou não o transporte de calor pelo filme em diferentes composições do lubrificante.

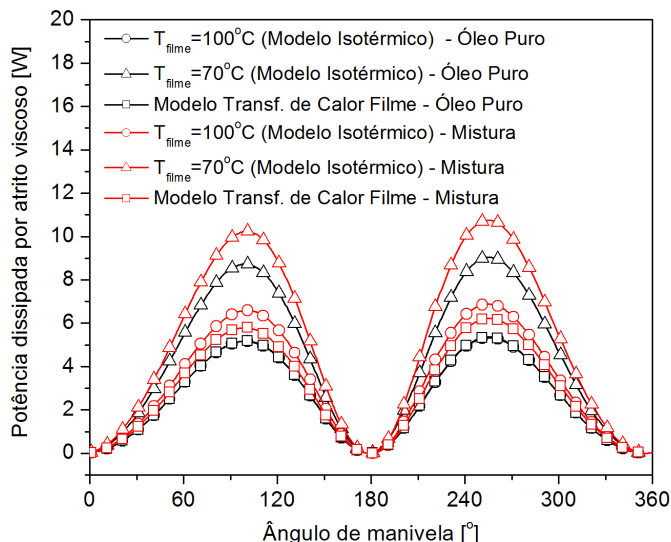


Figura 114 – Potência dissipada por atrito viscoso no filme ao longo do último ciclo (baixa absorção do refrigerante no óleo).

Observa-se que o comportamento da potência dissipada no ciclo está intimamente ligada à viscosidade do lubrificante. As simulações realizadas pelo modelo isotérmico com $T_{filme}=70^{\circ}\text{C}$ (maior viscosidade do lubrificante) mostraram os maiores valores de potência dissipada no filme. Apesar da adição de refrigerante causar a diminuição da viscosidade do lubrificante, a potência foi maior em todos os casos onde a mistura foi simulada. Isso acontece em razão do desprendimento de refrigerante na mistura que, embora a viscosidade da fase gasosa seja bem menor, a mistura remanescente apresenta alta viscosidade devido à menor quantidade de refrigerante dissolvido. A transferência de calor no filme tende a aproximar mais os resultados com os do modelo isotérmico com $T_{filme}=100^{\circ}\text{C}$. Para o lubrificante formado por óleo puro não houve diferenças significativas e para a mistura, a potência consumida foi um pouco menor. No caso da mistura, isso é resultante da

maior concentração de refrigerante no filme (que diminui a sua viscosidade) na primeira metade do ciclo (figura 113) e, possivelmente, da influência da viscosidade do fluido bifásico presente na folga durante a segunda metade do ciclo.

A tabela 19 apresenta os valores de potência consumida por atrito e de vazão total de lubrificante pela saia, calculadas através das médias integradas ao longo do último ciclo em cada um dos casos simulados aqui. Para ambos os parâmetros, os valores obtidos nas simulações que consideraram a transferência de calor pelo filme ficaram mais próximos dos valores calculados pelo modelo isotérmico com a T_{filme} uniforme igual a T_{cil} , já que o filme passa a maior parte do ciclo nesta temperatura. Todavia, o modelo de transferência de calor no filme, forneceu uma redução na potência consumida por atrito no ciclo de 5,5% e 10,7% em relação aos modelos isotérmicos de alta e baixa absorção, respectivamente, com T_{filme} uniforme igual a T_{cil} .

Tabela 19 – Potência dissipada e vazão de lubrificante na saia integradas no último ciclo.

| | | $Pot_{a,ciclo}$ [W] | $\dot{m}_{saia,ciclo}$ [kg/h] |
|-------------------------------------|---------------------------------|------------------------|----------------------------------|
| Óleo Puro | $T_{filme}=100^{\circ}\text{C}$ | 2,57 | 0,46 |
| | $T_{filme}=70^{\circ}\text{C}$ | 4,33 | 0,47 |
| | Transf. Calor | 2,58 | 0,46 |
| Mistura (Baixa Absorção) | $T_{filme}=100^{\circ}\text{C}$ | 3,27 | 0,41 |
| | $T_{filme}=70^{\circ}\text{C}$ | 5,10 | 0,42 |
| | Transf. Calor | 2,92 | 0,41 |
| Mistura (Alta Absorção) | $T_{filme}=100^{\circ}\text{C}$ | 3,29 | 0,42 |
| | $T_{filme}=70^{\circ}\text{C}$ | 5,10 | 0,44 |
| | Transf. Calor | 3,11 | 0,42 |

Uma parte do refrigerante dissolvido no filme provém do contato direto do filme com o gás sendo comprimido no interior do cilindro. Esta parcela de gás absorvida pelo filme e que posteriormente vaza pela saia do pistão é a responsável pela perda de eficiência volumétrica do compressor, onde a quantidade de gás descarregada após a compressão acaba sendo menor do que a quantidade succionada. A figura 115 mostra em detalhes o processo de vazamento de refrigerante pela folga a partir da absorção do gás pelo filme durante a compressão. Durante a segunda metade do ciclo $n-1$, período em que o pistão se move em direção ao PMI, a pressão no cilindro cai para abaixo da pressão sucção e uma massa de gás $\dot{m}_{G,suc}$ é succionada para o cilindro, através

da válvula de sucção. No próximo meio-ciclo (primeira metade do ciclo n), o pistão realiza a compressão do gás e é neste período em que uma parcela do gás, $\dot{m}_{G,abs}$, é absorvida pelo filme devido ao aumento de pressão no cilindro. Ao mesmo tempo, o lubrificante, também com certa quantidade de refrigerante dissolvido, entra na folga carregado pelo movimento de subida do pistão em direção ao PMS a uma taxa \dot{m}_{saia} . Quando o pistão realiza o movimento de volta para o PMI durante a segunda metade do ciclo n , o lubrificante é arrastado para fora da folga levando consigo uma parte do refrigerante absorvido durante a compressão ($\dot{m}_{r,vaz}$). A redução de pressão no cilindro combinada com o aumento de temperatura do filme favorecem o desprendimento de gás que vaza junto com o refrigerante ainda dissolvido na mistura líquida.

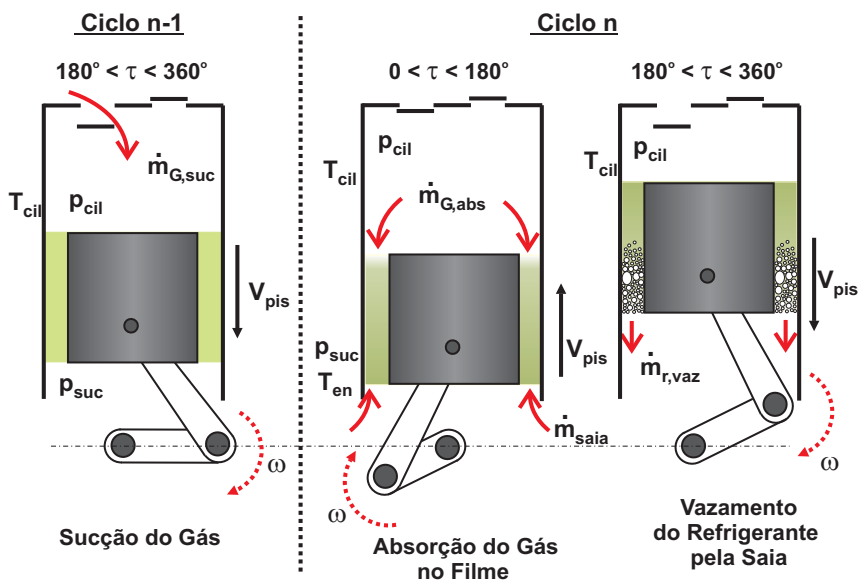


Figura 115 – Ilustração do processo de absorção e desprendimento de refrigerante pelo filme na folga pistão-cilindro durante o ciclo de compressão.

O vazamento de refrigerante pode ser determinado a partir da vazão total de mistura que sai da folga, durante o período em que o filme é arrastado para fora do cilindro. Portanto, considerando o balanço de massa de refrigerante que cruza a saia do pistão durante o período em que o pistão realiza o movimento do PMS para o PMI, a

seguinte relação pode ser utilizada para o estimar do vazamento total de refrigerante,

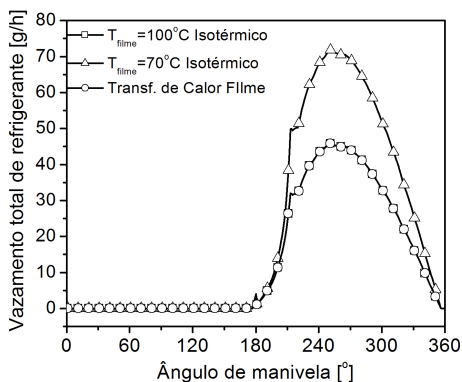
$$\dot{m}_{r,vaz} = x_{saia}\dot{m}_{saia} + (1 - x_{saia})\dot{m}_{saia}w_{r,saia} \quad (6.59)$$

onde \dot{m}_{saia} é a vazão total da mistura que sai da folga (calculada pela eq. 6.25), x_{saia} e $w_{r,saia}$ são, respectivamente, o título médio de gás e a concentração média de refrigerante da mistura líquida na saia do pistão.

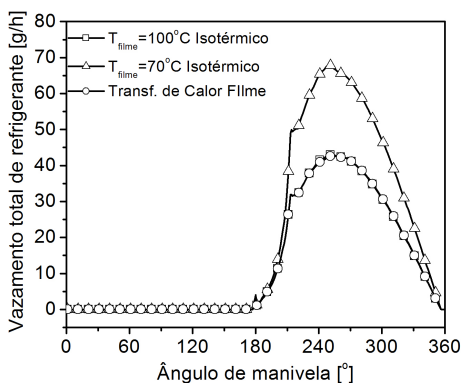
A quantidade total de refrigerante e somente do gás dissociado do filme que vazam pela folga em função do ângulo de manivela no último ciclo são mostrados respectivamente nas figuras 116 e 117. Observa-se que a maior parte do refrigerante que vaza pela folga ainda está dissolvido na mistura líquida e que esta parcela sofre pouca influência da transferência de calor para o filme e do grau de absorção do refrigerante na mistura. Devido à menor temperatura que favorece a absorção de mais refrigerante no filme, o vazamento obtido com o modelo isotérmico com $T_{filme}=70^{\circ}\text{C}$ uniforme foram superiores em relação às calculadas nas outras simulações.

A surpresa ficou por conta da comparação do vazamento total de refrigerante para os diferentes graus de absorção no óleo na figura 116, onde praticamente nenhuma diferença foi observada. Esperava-se que nas simulações com alto grau de absorção, o vazamento fosse maior em virtude da maior presença de refrigerante no líquido. Porém, os rápidos períodos transientes aos quais a mistura está sujeita na folga impossibilitam que grandes quantidades de refrigerante sejam absorvidas pelo filme.

Para o vazamento do gás despreendido na folga, no entanto, tanto o grau de absorção de refrigerante como a transferência de calor no filme mostraram possuir mais influência, como observado nas figuras 117. A maior parte do gás liberado da mistura ocorre na segunda metade do ciclo, principalmente devido à interação do filme com o canal divergente formado na posição circunferencial $\theta=10^{\circ}$ (figura 112a). Observa-se, ainda, que nas simulações com alto grau de absorção, ocorre somente um pico no vazamento de gás no início da descida do pistão, sendo que logo em seguida (mais ou menos em $\tau=220^{\circ}$), o gás é totalmente reabsorvido pelo filme. Para as simulações com baixo grau de absorção de refrigerante, existe ainda mais uma região de pico de vazamento de gás que acontece no período τ entre 270° e 300° . Neste período, o vazamento de gás passa a ser mais afetado pela transferência de calor para o filme através da redução da massa de gás disponível na



(a) Alta absorção de refrigerante

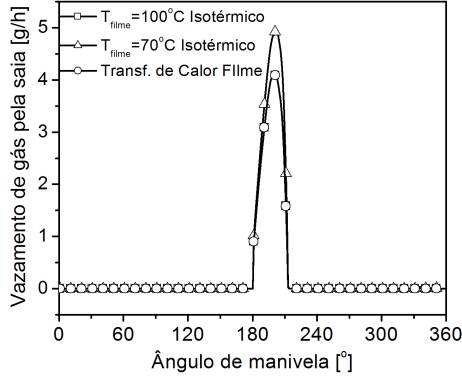


(b) Baixa absorção de refrigerante

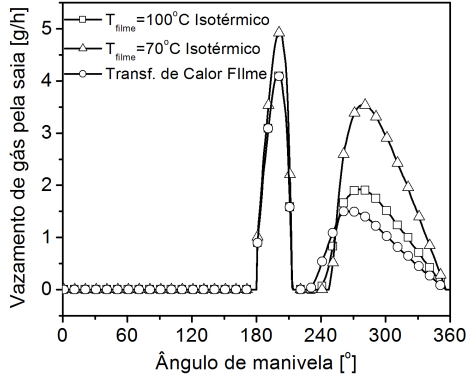
Figura 116 – Vazamento total de refrigerante pela saia do pistão ao longo do último ciclo.

saia do pistão.

A quantidade de gás absorvido pelo filme na compressão pode ser facilmente calculada a partir da realização de um balanço de massa de refrigerante no filme em um intervalo de tempo qualquer durante o ciclo, como mostra o esquema da figura 118. Sabendo que a massa de refrigerante presente no filme pode ser escrita em função da concentração média de refrigerante no filme w_r , e que o volume ocupado pela mistura na folga é constante, o fluxo instantâneo de gás absorvido pelo filme é dado por,



(a) Alta absorção de refrigerante



(b) Baixa absorção de refrigerante

Figura 117 – Vazamento de gás pela saia do pistão ao longo do último ciclo.

$$\dot{m}_{G,abs} = \pi L c^2 \left(\frac{2R}{c} + 1 \right) \left[\frac{\Delta (\rho w_r)_{filme}}{\Delta t} \right] - w_{r,saia} \dot{m}_{saia} \quad (6.60)$$

onde ρ_{filme} é a densidade média do filme e o produto $(\rho w_r)_{filme}$ é avaliado entre dois ângulos de manivela consecutivos.

O fluxo de massa de gás succionado para dentro do cilindro também pode ser calculada tendo conhecimento do volume de gás aspirado, V_{asp} , para dentro do cilindro e as condições do gás na sucção

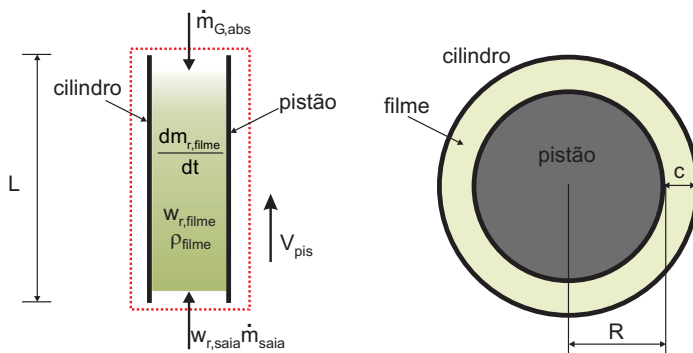


Figura 118 – Balanço de massa de refrigerante no filme.

(GOSNEY, 1982). Dessa forma,

$$\dot{m}_{G,suc} = \frac{\omega V_{asp}}{\pi} \rho_G (p_{suc}, T_{suc}) \quad (6.61)$$

onde $\rho_G (p_{suc}, T_{suc})$ é a densidade do gás na pressão e na temperatura de sucção e o volume aspirado é calculado por uma relação geométrica para o volume do cilindro em função do ângulo de manivela quando o pistão se encontra no PMI (FERNANDES, 1996) dada por,

$$V_{asp} = 2\pi R^2 C_{ME} \quad (6.62)$$

Assumindo $T_{suc}=50^\circ\text{C}$ (PIZARRO, 2007) e os parâmetros geométricos da tabela 18, o valor calculado para o fluxo massa succionado para o compressor é de 19,90 kg/h . A tabela 20 mostra a relação entre as massas succionada, absorvida e de vazamento do refrigerante pela folga integradas ao longo do último ciclo para todas as simulações realizadas com a mistura óleo-refrigerante. Pode-se observar que a quantidade de gás absorvida pelo filme representa uma pequena parcela do gás succionado, menos de 0,5% para todos os casos em um único ciclo. Mais uma vez é visível que aumento do grau de absorção na mistura acabou não favorecendo um aumento significativo do fluxo de gás para o filme em vista da variação muito rápida das condições do gás no cilindro durante a compressão.

Ao contrário da relação entre as quantidades de refrigerante absorvida e succionada, a relação entre a massa absorvida pelo filme e que vaza pela saia do pistão é muito maior. No entanto, o modelo de

Tabela 20 – Relação entre as massas de refrigerante succionada, absorvida pelo filme e que vaza pela folga integradas no último ciclo.

| | | $\frac{\dot{m}_{G,abs}}{\dot{m}_{G,suc}}$ [%] | $\frac{\dot{m}_{r,vaz}}{\dot{m}_{G,abs}}$ [%] |
|---------------------------------------|---------------------------------|---|---|
| Mistura com Baixa Absorção | $T_{filme}=100^{\circ}\text{C}$ | 0,22 | 58,21 |
| | $T_{filme}=70^{\circ}\text{C}$ | 0,28 | 70,14 |
| | Transf. Calor | 0,42 | 30,65 |
| Mistura com Alta Absorção | $T_{filme}=100^{\circ}\text{C}$ | 0,23 | 59,38 |
| | $T_{filme}=70^{\circ}\text{C}$ | 0,29 | 71,84 |
| | Transf. Calor | 0,44 | 30,74 |

transferência de calor no filme permitiu que quase o dobro de refrigerante fosse absorvido pelo filme durante a compressão em relação ao modelo de filme abiabático e isotérmico. Ao mesmo tempo, o aumento da quantidade de refrigerante absorvido contribuiu para a queda da relação entre as quantidades absorvida pelo filme e que vaza pela folga. Este comportamento pode ser atribuído à influência da temperatura mais baixa com a qual o lubrificante entra na folga durante o período de compressão que permite que quantidades maiores de gás sejam absorvidas pelo filme.

6.8 SÍNTESE DO CAPÍTULO

Neste capítulo foi apresentado um modelo dinâmico de lubrificação do pistão de compressores alternativos de refrigeração, onde o lubrificante é considerado como sendo uma mistura de óleo e refrigerante, e a temperatura do filme não é constante devido a combinação de três fatores: (i) a transferência de calor da parede do cilindro para o filme, motivado pela diferença de temperatura entre o cilindro e o lubrificante na entrada da folga, (ii) a dissipação de calor devido ao atrito viscoso no filme e (iii) a liberação de refrigerante da mistura durante a cavitação do filme, que exige grande quantidade de energia, que pode vir da própria mistura, alterando a sua distribuição de temperatura. Este modelo é a extensão do modelo térmico-hidrodinâmico de equilíbrio desenvolvido no capítulo anterior, onde, desta vez, os efeitos do movimento axial e radial do pistão são incluídos. As equações de Reynolds e da conservação da energia foram resolvidas simultaneamente com as equações da dinâmica do pistão para fornecer os campos de pressão, temperatura e a trajetória do pistão durante sucessivos ci-

clos do movimento do pistão.

A principais conclusões com relação aos resultados apresentados e discutidos no capítulo são sumarizadas a seguir:

- A variação das propriedades médias do lubrificante, em especial a densidade da mistura, motivada pelo desprendimento de refrigerante no filme, gerou não-linearidades no termo fonte da eq. de Reynolds que dificultaram a solução numérica do campo de pressão no filme. A suspensão destes termos na equações de Reynolds, apesar de tornar a solução muito mais fácil, sub-estimou a pressão gerada no filme, o que influenciou a trajetória do movimento radial do pistão;
- A variação da temperatura do filme prevista pela equação da conservação da energia é motivada principalmente pelo fluxo de calor do cilindro para o lubrificante. Outros mecanismos como a dissipação viscosa e a compressibilidade do gás que se desprende da mistura contribuíram de maneira mais modesta para a variação da temperatura no filme. Além disso, devido à baixa inércia térmica do lubrificante, o aumento de temperatura do filme foi muito rápido de modo que este entrava em equilíbrio térmico com a parede do cilindro já nos instantes iniciais do primeiro ciclo do pistão;
- A trajetória do movimento radial do pistão ao entrar em regime permanente também é afetada pela variação da temperatura do filme, onde notou-se uma interferência maior na excentricidade do topo do pistão, principalmente no caso em que o filme é formado pela mistura óleo-refrigerante. O pistão se desloca mais distante da parede do cilindro e com uma inclinação menor em relação ao pino na comparação com os resultados fornecidos pelo modelo isotérmico;
- O aumento da temperatura do filme na entrada, causado pelo efeito combinado da transferência de calor do cilindro e da dissipação viscosa, favoreceu a liberação do refrigerante no filme durante a primeira metade do ciclo. Por outro lado, o modelo isotérmico previu o desprendimento de gás somente na segunda metade do ciclo, em que a pressão de cavitação do filme foi atinvida na região do canal divergente formado em $\theta=10^\circ$.
- O desprendimento de refrigerante na primeira metade do ciclo, motivado pelo aumento da temperatura do filme, tende a ser

suprimido e até mesmo revertido à medida que o gradiente de pressão no filme aumenta com a pressão no cilindro. Este comportamento de restauração do filme lubrificante pode ser claramente verificado a partir da observação do aumento da concentração média de refrigerante no filme;

- A potência dissipada por atrito no filme, calculada com o modelo de transferência de calor para o último ciclo, sofreu uma pequena queda em relação à potência calculada com o modelo isotérmico com $T_{filme} = T_{cil}$, pelo menos quando a mistura foi simulada. Para o filme formado por óleo-puro, praticamente não houve diferenças significativas nos resultados;
- O outro parâmetro avaliado que influi no desempenho global do compressor foi o vazamento de refrigerante pela folga. Foi constatado que a maior parte do refrigerante que vaza se mantém dissolvido no óleo, e que esta quantidade (ao contrário da quantidade de gás que vaza) independe da variação da temperatura do filme e do grau de absorção do refrigerante no óleo. No entanto, a massa de gás absorvido pelo filme proveniente do cilindro é bastante afetada pela transferência de calor. Isso resultou na diminuição da relação entre a quantidade de refrigerante que vaza e que é absorvida pelo filme em comparação com os resultados fornecidos pelo modelo isotérmico.

7 MODELAGEM DO CRESCIMENTO DE BOLHAS EM MISTURAS ÓLEO-REFRIGERANTE EM DESEQUILÍBRIO

Os dois capítulos anteriores trataram da modelagem da mistura óleo-refrigerante em um contexto onde sempre era assumido o equilíbrio mecânico e termodinâmico da mistura, independente das condições e do comportamento do escoamento pela folga pistão-cilindro. Neste último capítulo, a hipótese de equilíbrio da mistura é desconsiderada, sendo proposto um modelo preliminar para caracterização da formação de bolhas de refrigerante gasoso em uma mistura líquida super-saturada de óleo e refrigerante. O modelo é focado principalmente na determinação da diferença de pressão entre as fases, através da inclusão dos efeitos de tensão superficial da bolha, e na determinação da concentração real do refrigerante na mistura através de uma equação exclusiva para o transporte do refrigerante pela fase líquida.

7.1 COLOCAÇÃO DO PROBLEMA DO NÃO-EQUILÍBRIO EM MISTURAS ÓLEO-REFRIGERANTE

A complexidade do escoamento de misturas óleo-refrigerante fornece uma dificuldade adicional na elaboração de modelos sofisticados que representem o seu comportamento de maneira mais realística. Uma dessas dificuldades reside na predição da região de escoamento metaestável observada pela primeira vez nos experimentos de Lacerda (2000), na geometria de um duto reto de seção circular constante, e também nos resultados para a visualização do escoamento da mistura pela geometria da folga pistão-cilindro apresentados no Capítulo 4 deste trabalho. A região de escoamento metaestável está associada ao aparecimento de uma região de escoamento monofásico, ou com algumas bolhas de gás isoladas, da mistura inicialmente saturada de refrigerante em razão do atraso no início do processo de vaporização do refrigerante. Nesta situação, a hipótese de equilíbrio local da mistura, onde a concentração de refrigerante é calculada através da concentração de equilíbrio para a pressão e temperatura locais, não é mais aplicável porque a pressão do escoamento está abaixo da pressão de saturação do refrigerante na mistura e o desequilíbrio é caracterizado pelo escoamento monofásico de uma mistura super-saturada de refrigerante. É necessária uma queda de pressão adicional para desencadear o desprendimento do

refrigerante que dá origem ao escoamento bifásico.

Modelos de não-equilíbrio aplicados a sistemas bifásicos gás-líquido permitem a existência de diferenças de pressão, temperatura ou potencial químico entre as fases líquida e gasosa. Para sistemas bifásicos dispersos, como o padrão em bolhas e espumas, os modelos de não equilíbrio geralmente levam em conta os processos de nucleação e crescimento de bolhas individuais por evaporação de um componente volátil presente em um meio líquido. Tais modelos tem sido empregados para descrever o crescimento de aglomerados de bolhas e de espumas que são de interesse para a indústria de processamento de polímeros e fluidos viscoelásticos (AMON; DENSON, 1984; AREFMANESH; ADVANI, 1991; AREFMANESH; ADVANI; MICHAELIDES, 1992; JOSHI et al., 1998) e para a área de vulcanologia aplicada ao estudo do escoamento de magmas reolíticos e basálticos (PROUSSEVITCH; SAHAGIAN; ANDERSON, 1993; PROUSSEVITCH; SAHAGIAN, 1996; SAHAGIAN; PROUSSEVITCH, 1996; PROUSSEVITCH; SAHAGIAN, 1998). A figura 119 mostra um esquema de modelagem de aglomerados de bolhas adaptado de Proussevitch, Sahagian e Anderson (1993) que dá origem a uma estrutura espumosa. A análise é feita a partir da modelagem microscópica de uma única bolha que cresce confinada em um espaço limitado contendo uma quantidade finita de material volátil. O conjunto bolha+camada de líquido forma uma Célula Elementar (CE), onde o crescimento da bolha é regido por dois mecanismos diferentes: a transferência de material volátil da camada de líquido e a expansão do gás da bolha, ambos iniciados a partir de um desequilíbrio entre a pressão interna da bolha e da pressão fase líquida. A partir da modelagem da equação da conservação da quantidade de movimento linear para a camada de líquido, que rege o balanço das forças que agem sobre a bolha, e da conservação das espécies químicas para a camada de líquido, que rege a mobilidade do material volátil até a bolha, é possível determinar a pressão interna da bolha e a concentração de material volátil ao longo da camada de líquido, que difere da concentração de equilíbrio (solubilidade).

Este modelo permite a caracterização do não-equilíbrio de fases de problemas relacionados ao escoamento com bolhas dos pontos de vista das transferências de massa e de quantidade de movimento no sistema bolha+camada de líquido. Dessa forma, é permitido ao sistema a ocorrência do desequilíbrio mecânico, manifestado através da diferença de pressão entre as fases, e do desequilíbrio termodinâmico, onde a concentração de material volátil na camada de líquido é diferente da fornecida pela sua curva de solubilidade na fase líquida. No entanto, modelos mais sofisticados abordam, ainda, o desequilíbrio térmico do sistema,

onde a transferência de calor entre as fases é levada em consideração (SAHAGIAN; PROUSSEVITCH, 1996; PROUSSEVITCH; SAHAGIAN, 1998). Neste caso, é necessária a modelagem da equação da conservação da energia na camada de líquido, onde a incógnita é o perfil de temperatura da fase líquida, e uma equação de balanço de energia na interface para determinar a temperatura do gás na bolha.

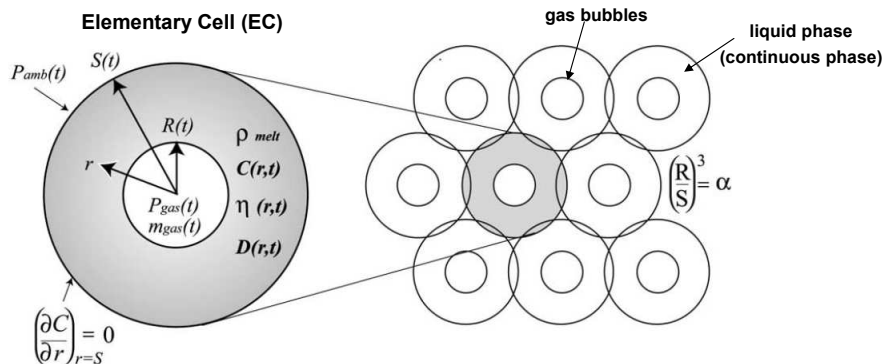


Figura 119 – Esquema de formação de um aglomerado de bolhas a partir da modelagem para uma única bolha adaptado de Proussevitch, Sahagian e Anderson (1993).

A idéia original deste capítulo é a de apresentar um modelo preliminar de crescimento de bolha em soluções de óleo e refrigerante levando em consideração o não-equilíbrio de fases da mistura. Posteriormente, este modelo pode ser utilizado para prever o surgimento de bolhas em escoamento mais complexos, como os que ocorrem na folga pistão-cilindro e nos mancais do compressor, ou até mesmo da formação de espuma no óleo armazenado na carcaça durante a partida do compressor (BECERRA, 2003). Por uma questão de simplicidade na modelagem do problema, os efeitos de transferência de calor entre as fases não serão levados em consideração e serão deixados para serem incluídos em etapas posteriores do desenvolvimento deste modelo.

7.2 MODELAGEM FÍSICA E MATEMÁTICA

Um esquema ilustrativo do processo de crescimento de uma bolha de refrigerante imersa em uma quantidade finita de líquido está descrito na Figura 120. Considera-se em um instante $t = 0$ uma bo-

lha de gás refrigerante de raio inicial R_0 disposta concentricamente em uma camada finita de líquido formado pela mistura óleo e refrigerante líquido com raio S_0 , de modo que a concentração de refrigerante na camada é uniforme e igual a $w_{r,0}$. A pressão inicial na camada de líquido, ou fase contínua, é $p_{L,0}$. Admite-se neste momento que o estado do sistema bolha+camada de líquido pode ser tanto de *equilíbrio termodinâmico*, se $w_{r,0}$ for igual a concentração de equilíbrio definida pela curva de solubilidade para $p_{L,0}$ e na temperatura do sistema, como de *equilíbrio metaestável*, no caso de $w_{r,0}$ ser maior do que a concentração de equilíbrio (super-saturação). O crescimento da bolha se inicia quando o desequilíbrio no sistema é provocado pela redução na pressão na camada de líquido. Na prática, quando a análise for estendida para o escoamento de bolhas como na folga pistão-cilindro, por exemplo, o comportamento da pressão na fase contínua é conhecido *a priori* e vem do conhecimento do campo de pressão do escoamento determinado pela Equação de Reynolds.

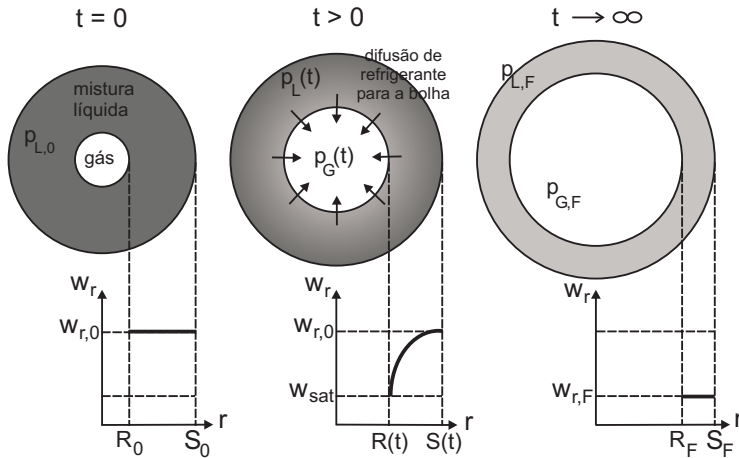


Figura 120 – Modelo físico do crescimento de bolha por decompressão isotérmica.

Assumindo que a concentração na interface é a de equilíbrio na pressão da bolha $p_G(t)$ e na temperatura do sistema, $w_{sat}[p_G(t), T]$, tal desequilíbrio ativa o fluxo de refrigerante por difusão para a bolha, sustentado pelo gradiente de concentração na camada de líquido (diferença entre a concentração na interface da bolha e na parede externa da camada de líquido). O resultado é o aumento de tamanho da bolha,

que é proporcional ao fluxo de massa de refrigerante que atravessa a interface da bolha. À medida que a bolha cresce, o raio da camada de líquido $S(t)$ também é livre para aumentar, já que a única restrição imposta nesta superfície é a de que o fluxo é nulo. Outro fator chave do modelo é que o tamanho final da bolha é limitado pela quantidade de material volátil (refrigerante líquido) presente na camada de líquido. Quando $t \rightarrow \infty$, a quantidade de refrigerante na camada de líquido diminui, de modo que o gradiente de concentração também diminui, fazendo cessar o fluxo para a bolha. Além disso, a tensão superficial também contribui para a desaceleração do crescimento da bolha, quando esta torna-se mais importante do que a força gerada pela expansão do gás na bolha. A bolha atinge, então, o seu raio final (ou estável) onde a pressão da bolha, $p_{G,F}$, e na camada de líquido, $p_{L,F}$, se equilibram e a concentração de refrigerante na camada de líquido se uniformiza novamente.

7.2.1 Hipóteses Simplificativas

As simplificações adotadas na modelagem física e matemática do fenômeno são as seguintes:

1. A bolha e a camada de líquido são concêntricas e perfeitamente esféricas. A origem do sistema de coordenadas utilizado está no centro da bolha;
2. O gás na bolha é constituído de refrigerante puro no estado de vapor saturado. A fase líquida é tratada como uma solução ideal de óleo e refrigerante líquido;
3. Fluidos Newtonianos;
4. O processo de crescimento da bolha é isotérmico, ou seja, não é levada em consideração a diferença de temperatura entre as fases e os gradientes de temperatura em cada uma das fases;
5. Não há formação de gradientes de pressão no núcleo de vapor e na camada de líquido, ou seja, as pressões na bolha e na camada de líquido são uniformes;
6. A concentração do refrigerante na interface da bolha é a concentração de equilíbrio à pressão interna da bolha e à temperatura do sistema bolha+camada de líquido;

7. A viscosidade da mistura líquida é uma função da temperatura do sistema e da concentração local de refrigerante, enquanto que o coeficiente de difusão molecular é função somente da temperatura;
8. A taxa de descompressão no líquido é admitida ser constante.

7.2.2 Equação da Conservação da Quantidade de Movimento para a Camada de Líquido

Em coordenadas esféricas, a conservação da quantidade de movimento na direção radial pode ser escrita na forma (BIRD; STEWART; LIGHTFOOT, 2002),

$$\rho_L \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{rr}) - \frac{(\tau_{\theta\theta} + \tau_{\phi\phi})}{r} \quad (7.1)$$

onde u_r é a velocidade do líquido na direção radial, p é a pressão no líquido, τ_{rr} , $\tau_{\theta\theta}$ e $\tau_{\phi\phi}$ são as componentes do tensor tensão de cisalhamento esférico dadas por,

$$\tau_{rr} = 2\mu_L \frac{\partial u_r}{\partial r} \quad (7.2)$$

$$\tau_{\theta\theta} = \tau_{\phi\phi} = 2\mu_L \frac{u_r}{r} \quad (7.3)$$

onde μ_L é a viscosidade dinâmica da mistura óleo-refrigerante.

De acordo com o balanço de massa de refrigerante na interface da bolha, a taxa volumétrica de produção de vapor deve ser igual à taxa de crescimento da bolha e proporcional à velocidade do líquido em relação à interface (SCRIVEN, 1959; BRENNEN, 1995). Assim,

$$u_r r^2 = \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) R^2 \dot{R} \quad (7.4)$$

onde r é a coordenada radial, ρ_G é a densidade do gás, R e \dot{R} são o raio e a taxa de crescimento da bolha, respectivamente. Para $\rho_G \ll \rho_L$, a velocidade em qualquer ponto do líquido é dada por,

$$u_r r^2 = R^2 \dot{R} \quad (7.5)$$

Substituindo a eq. (7.5) na eq. (7.1) e utilizando a condição de

simetria esférica ($\tau_{\theta\theta} = \tau_{\phi\phi}$), a seguinte relação é obtida,

$$\rho_L \left(\frac{R^2 \ddot{R} + 2R\dot{R}^2}{r^2} - \frac{2R^4 \dot{R}^2}{r^5} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + 2 \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r} \quad (7.6)$$

onde \ddot{R} é a aceleração do crescimento da bolha. Supondo que a densidade da fase líquida varia pouco ao longo da camada de líquido, é possível integrar a eq. (7.6) na direção r entre R e S , o raio da camada de líquido, e obter,

$$\begin{aligned} & \rho_L \left[\left(1 - \frac{R}{S} \right) \left(\ddot{R}R + 2\dot{R}^2 \right) - \frac{1}{2} \dot{R}^2 \left(1 - \frac{R^4}{S^4} \right) \right] = \\ & + p(R) - \tau_{rr}(R) - p(S) + \tau_{rr}(S) + 2 \int_R^S \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r} dr \quad (7.7) \end{aligned}$$

onde o último termo do lado direito do sinal de igualdade é determinado substituindo-se as eqs. (7.2) e (7.3),

$$2 \int_R^S \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r} dr = -12R^2 \dot{R} \int_R^S \frac{\mu_L}{r^4} dr \quad (7.8)$$

Neste caso, onde a viscosidade da mistura não é considerada constante ao longo da camada de líquido, Prousevitch e Sahagian (1998) propuseram a seguinte mudança de variáveis para a integral da eq. (7.8),

$$2 \int_R^S \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r} dr = -12R^2 \dot{R} \int_R^S \frac{\mu_L}{r^4} dr = 4R^2 \dot{R} \int_{\zeta(R)}^{\zeta(S)} \mu_L(\zeta) d\zeta \quad (7.9)$$

onde ζ é uma variável auxiliar definida por,

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{1}{r^3} \\ \zeta(R) &= \frac{1}{R^3} \\ \zeta(S) &= \frac{1}{S^3} \end{aligned} \quad (7.10)$$

As condições de continuidade das tensões normais totais na direção

radial em R e S garantem que (STREET; FRICKE; REISS, 1971),

$$p(R) - \tau_{rr}(R) = p_G - \frac{2\sigma}{R} \quad (7.11)$$

$$p(S) - \tau_{rr}(S) = p_L \quad (7.12)$$

onde σ é a tensão superficial na interface da bolha. Assim, a eq. (7.7) é finalmente reduzida a,

$$\begin{aligned} p_G - p_L = & \frac{2\sigma}{R} - 4R^2 \dot{R} \int_{\zeta(R)}^{\zeta(S)} \mu_L(\zeta) d\zeta \\ + \rho_L & \left[\left(1 - \frac{R}{S}\right) (\ddot{R}R + 2\dot{R}^2) - \frac{1}{2} \dot{R}^2 \left(1 - \frac{R^4}{S^4}\right) \right] \end{aligned} \quad (7.13)$$

Através da eq. (7.13) é possível distinguir os vários termos que governam a hidrodinâmica do fenômeno de crescimento da bolha. Ao lado esquerdo do sinal de igualdade, está representada a diferença de pressão entre os lados interno e externo da bolha, ou seja, a força motriz do crescimento. Do lado direito do sinal de igualdade, são encontrados os termos que representam os mecanismos de oposição ao crescimento. São eles: (i) as força resistência (tensão) superficial, (ii) as tensões viscosas geradas na fase líquida em resposta ao movimento da interface e (iii) os termos devido à inércia da camada de líquido.

7.2.3 Equação da Conservação das Espécies Químicas para a Camada de Líquido

Na mistura líquida, o transporte de refrigerante até a interface é regido pela equação da conservação das espécies químicas (BIRD; STEWART; LIGHTFOOT, 2002), que permite calcular o gradiente de concentração ao longo da camada de líquido. Em coordenadas esféricas e na direção radial,

$$\rho_L \left(\frac{\partial w_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial w_r}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho_L D_{or} r^2 \frac{\partial w_r}{\partial r} \right) \quad (7.14)$$

onde w_r é a concentração e D_{or} é o coeficiente de difusão molecular do refrigerante na mistura líquida. Supondo que a densidade da fase líquida varia pouco ao longo da camada de líquido e usando a eq. (7.5),

a seguinte equação é obtida,

$$\frac{\partial w_r}{\partial t} + \dot{R} \frac{R^2}{r^2} \frac{\partial w_r}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho_L D_{or} r^2 \frac{\partial w_r}{\partial r} \right) \quad (7.15)$$

As condições inicial e de contorno para a eq. (7.15) são dadas por,

$$w_r(r, 0) = w_{r,0} \quad \text{em} \quad r > R \quad \text{e} \quad t = 0; \quad (7.16)$$

$$\left. \frac{\partial w_r}{\partial r} \right|_{r=S} = 0 \quad \text{para} \quad t > 0; \quad (7.17)$$

$$w_r(R, t) = w_{sat}(p_G, T) \quad \text{em} \quad r = R \quad \text{e} \quad t = 0 \quad (7.18)$$

Na eq. (7.16), uma concentração inicial e uniforme na camada de líquido é especificada. A eq. (7.17) indica que não há fluxo de refrigerante através da superfície externa da célula elementar. Já a condição de contorno dada pela eq. (7.18) especifica na superfície interna da CE (interface da bolha) uma concentração de equilíbrio, w_{sat} , à pressão interna na bolha, p_G , e temperatura da CE.

A geometria esférica do problema torna vantajosa a aplicação da seguinte transformação de coordenadas, conforme sugerida por Amon e Denson (1984), Arefmanesh e Advani (1991), Proussevitch, Sahagian e Anderson (1993) e Proussevitch e Sahagian (1998),

$$y = r^3 - R^3(t) \quad (7.19)$$

onde a coordenada y pode ser entendida como uma que se deforma e se desloca de maneira que cada partícula de fluido permanece em um mesmo y para qualquer instante t . Assim, é possível eliminar o termos advectivo da eq. (7.15). Outro problema na solução da eq. (7.15) reside na dificuldade de resolvê-la nos instantes iniciais do crescimento devido à existência de elevados gradientes de concentração junto à interface da bolha. Para isso, torna-se conveniente a introdução da seguinte função potencial,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = w_r - w_{r,0} \quad (7.20)$$

que é a integral da concentração de refrigerante ao longo da coordenada y , que faz com que a EDP da eq. (7.15) seja resolvida para uma função que varia de maneira mais suave junto à interface. Desta forma,

introduzindo as transformações constituídas pelas eqs. (7.19) e (7.20) na eq. (7.15) tem-se,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 9D_{or} (y + R^3)^{4/3} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \quad (7.21)$$

cujas condições de contorno, também modificadas, agora são,

$$\varphi(y, 0) = 0 \quad \text{em} \quad y > 0 \quad \text{e} \quad t = 0; \quad (7.22)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right|_{y=S^3-R^3} = 0 \quad \text{para} \quad t > 0; \quad (7.23)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = w_{sat} - w_{r,0} \quad \text{em} \quad t > 0 \quad (7.24)$$

Ainda, com o auxílio das eqs. (7.22) e (7.23) a condição de contorno da eq. (7.24) pode ser simplificada como (PROUSSEVITCH; SAHAGIAN; ANDERSON, 1993),

$$\varphi(S^3 - R^3, t) = 0 \quad \text{para} \quad t > 0 \quad (7.25)$$

7.2.4 Equação de Balanço de Massa na Interface da Bolha

O modelo considera que a difusão molecular de refrigerante é o mecanismo de transferência de massa de refrigerante para a bolha. A massa de refrigerante fornecida à bolha por difusão por unidade de tempo através da interface é regida pela seguinte equação de balanço,

$$\frac{dM_{bolha}}{dt} = \hat{a}_{bolha} \cdot \vec{j}_{int} \quad (7.26)$$

onde M_{bolha} é a massa da bolha, \hat{a}_{bolha} é o vetor unitário normal à interface da bolha apontando para seu interior e \vec{j}_{int} é o vetor fluxo de massa de refrigerante através da interface. Este é positivo quando o refrigerante é transferido para a bolha sendo, portanto, definido como,

$$\vec{j}_{int} = -\vec{j}_L \Big|_{int} = \left(\rho_L D_{or} \frac{\partial w_r}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (7.27)$$

Para uma bolha esférica, a eq. (7.26) se reduz a,

$$\frac{d}{dt} (R^3 \rho_G) = 3R^2 \left(\rho_L D_{or} \frac{\partial w_r}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (7.28)$$

Assim, é possível obter uma expressão para a taxa de crescimento da bolha expandindo o termo do lado esquerdo da eq. (7.28),

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = \frac{1}{\rho_G} \left(\rho_L D_{or} \frac{\partial w_r}{\partial r} \right)_{r=R} - \frac{R}{3\rho_G} \frac{d\rho_G}{dt} \quad (7.29)$$

Acrescentando finalmente as mudanças de variáveis das eqs. (7.19) e (7.20) no primeiro termo do lado direito da eq. (7.29), tem-se,

$$\frac{dR}{dt} = \frac{3R^2}{\rho_G} \left(\rho_L D_{or} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right)_{y=0} - \frac{R}{3\rho_G} \frac{d\rho_G}{dt} \quad (7.30)$$

O lado direito da eq. (7.30) permite discriminar os dois efeitos que governam a taxa de crescimento da bolha: o primeiro termo diz respeito ao fluxo de massa de refrigerante pela interface da bolha, enquanto que o segundo termo contempla o efeito de expansão da bolha devido à variação do volume específico do gás.

7.2.5 Relações de Fechamento do Modelo

As equações governantes obtidas nas seções anteriores (eqs. 7.13, 7.15-7.18 e 7.30) permitem calcular a pressão do gás na bolha, a distribuição de concentração de refrigerante na camada de líquido e a taxa de variação do raio da bolha para qualquer instante do crescimento da bolha. Além destas equações, são necessárias relações para o cálculo dos raios inicial e final da bolha e do raio da camada de líquido para o fechamento do modelo. Estas relações dizem respeito às condições mínimas para o crescimento da bolha e de parada do seu crescimento, bem como da dinâmica da camada de líquido.

Raio Inicial da Bolha: para que uma bolha cresça é necessário, é necessário que ela surja com um raio maior do que um determinado raio crítico, R_{crit} . Se o raio de nucleação da bolha for menor do que R_{crit} , a bolha implode ao invés de crescer. Nesta situação, a pressão interna na bolha é igual a pressão de saturação para a temperatura da CE (CAREY, 1992). Assim,

$$p_{G,0} = p_{sat}(T) \quad (7.31)$$

Substituindo a eq. (7.31) na equação de Young-Laplace, obtém-se a seguinte expressão que relaciona o raio crítico com o raio inicial da bolha, R_0 ,

$$R_0 > R_{crit} = \frac{2\sigma}{p_{sat}(T) - p_{L,0}} \quad (7.32)$$

onde, por razões óbvias, o raio da bolha deve ser maior do que o seu raio crítico.

Raio Final da Bolha: de acordo com o modelo, a diferença entre a concentração inicial de refrigerante na camada concêntrica que envolve a bolha e a concentração de refrigerante na interface quando $t \rightarrow \infty$ determina uma quantidade finita de material volátil na camada, de modo que a bolha não pode crescer além de um tamanho estável. Prouse-vitch, Sahagian e Anderson (1993) sugeriram o cálculo de $R(t \rightarrow \infty)$ para a situação onde a temperatura da CE é uniforme fazendo uso do seguinte balanço de massa durante todo processo de crescimento da bolha,

$$(\rho_G R^3)_{t \rightarrow \infty} - (\rho_G R^3)_{t=0} = (S_0^3 - R_0^3) [(\rho_L w_r)_{t=0} - (\rho_L w_{sat})_{t \rightarrow \infty}] \quad (7.33)$$

Observa-se que a solução da equação anterior depende do conhecimento da densidade do gás e do líquido, e da concentração de equilíbrio na interface (solubilidade) em $t \rightarrow \infty$. Na verdade, todas essas variáveis são determináveis neste modelo uma vez que se têm $p_{L,\infty}$ e $p_{G,\infty}$.

Raio da Camada de Líquido: como já comentado anteriormente, o modelo admite que a camada de líquido que circunda a bolha é livre para expandir, visto que nenhuma restrição é imposta em sua superfície externa. Isso significa que à cada instante tem-se um novo raio da camada de líquido, que depende das condições da dinâmica do crescimento da bolha. Um cálculo aproximado para a atualização do raio da camada de líquido é proposto a partir dos seguintes passos (BARBOSA JR., 2004),

1. Cálculo da massa de líquido, M_L , presente na camada no instante t ,

$$M_{L,t} = 4\pi \int_{R_t}^{S_t} \rho_L(r,t) r^2 dr \quad (7.34)$$

2. Cálculo da variação da massa da bolha, ΔM_{bolha} , entre os ins-

antes t e $t + \Delta t$,

$$\Delta M_{bolha} = \rho_{G,t+\Delta t} V_{bolha,t+\Delta t} - \rho_{G,t} V_{bolha,t} \quad (7.35)$$

onde V_{bolha} é o volume da bolha e,

$$\rho_{G,t+\Delta t} = \rho_{G,t} + \frac{d\rho_G}{dt} \Delta t \quad (7.36)$$

$$V_{bolha,t+\Delta t} = V_{bolha,t} + \frac{dV_{bolha}}{dt} \Delta t \quad (7.37)$$

Portanto,

$$\begin{aligned} \Delta M_{bolha} &= \left(\rho_{G,t} \frac{dV_{bolha}}{dt} + V_{bolha,t} \frac{d\rho_G}{dt} \right) \Delta t \\ &+ \frac{d\rho_G}{dt} \frac{dV_{bolha}}{dt} (\Delta t)^2 \end{aligned} \quad (7.38)$$

3. Cálculo da massa de líquido presente na camada no instante $t + \Delta t$,

$$M_{L,t+\Delta t} = M_{L,t} + \Delta M_{bolha} \quad (7.39)$$

4. Cálculo raio da camada de líquido, $S_{t+\Delta t}$, através da solução da relação abaixo,

$$M_{L,t+\Delta t} = 4\pi \int_{R_t+\Delta t}^{S_t+\Delta t} \rho_L(r, t + \Delta t) r^2 dr \quad (7.40)$$

7.3 PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO NUMÉRICA DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES

As eqs. (7.13), (7.15)-(7.18) e (7.30) formam um sistema acoplado de equações não-lineares que deve ser resolvido numericamente. Um procedimento adequado para a solução deste sistema é a adimensionalização das variáveis com o intuito de permitir maior simplicidade na implementação, além de conferir maior clareza na análise dos resultados. As equações governantes do problema em suas formas adimensionalizadas são,

Conservação da Quantidade de Movimento para a Camada de Líquido

$$\begin{aligned}
 \hat{p}_G - \hat{p}_L &= \frac{Y_3 \hat{\sigma}}{\hat{R}} + Y_1 Y_4 \hat{R}^2 \hat{R} \int_0^1 \frac{\hat{\mu}_L}{\left(\hat{y} + Y_1 \hat{R}_3\right)} d\hat{y} \\
 &+ \hat{\rho} \left(1 - Y_0 \frac{\hat{R}}{\hat{S}}\right) \left(Y_2 \hat{R} \hat{R} + 2Y_2 \hat{R}^2\right) \\
 &- \frac{1}{2} Y_2 \hat{R}^2 \hat{\rho} \left[1 - \left(Y_0 \frac{\hat{R}}{\hat{S}}\right)^4\right]
 \end{aligned} \tag{7.41}$$

Conservação das Espécies Químicas para a Camada de Líquido

$$\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial \hat{t}} = 9 \hat{D}_{or} Y_1^{2/3} \left(\hat{y} + Y_1 \hat{R}^3\right)^{4/3} \frac{\partial^2 \hat{\varphi}}{\partial \hat{y}^2} \tag{7.42}$$

$$\hat{\varphi}(\hat{y}, 0) = 0 \quad \text{em} \quad \hat{t} = 0 \tag{7.43}$$

$$\left. \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial \hat{y}} \right|_{\hat{y}=0} = w_r - w_{r,0} \quad \text{para} \quad \hat{t} > 0 \tag{7.44}$$

$$\hat{\varphi}(\hat{y} = 1, \hat{t}) = 0 \quad \text{para} \quad \hat{t} > 0 \tag{7.45}$$

Balanço de Massa na Interface da Bolha

$$\hat{\hat{R}} = \frac{d\hat{R}}{d\hat{t}} = \frac{3\hat{R}^2}{\hat{\rho}_G} Y_1 \hat{\rho}_{L,int} \hat{D}_{int} \left. \frac{\partial^2 \hat{\varphi}}{\partial \hat{y}^2} \right|_{\hat{y}=0} - \frac{\hat{R}}{3\hat{\rho}_G} \frac{d\hat{\rho}_G}{d\hat{t}} \tag{7.46}$$

cujas variáveis adimensionais envolvidas são:

$$\begin{aligned}
 \hat{t} &= t \frac{D_0}{R_0^2}; \hat{y} = \frac{y}{S_0^3 - R_0^3} \\
 \hat{\varphi} &= \frac{\varphi}{S_0^3 - R_0^3}; \hat{\hat{p}} = \frac{p}{p_{L,0}} \\
 \hat{\hat{S}} &= \frac{\hat{S}}{S_0}; \hat{\hat{R}} = \frac{\hat{R}}{R_0} \\
 \hat{\hat{R}} &= \ddot{R} \frac{R_0^3}{D_{or,0}^2}; \hat{\hat{R}} = \dot{R} \frac{R_0}{D_{or,0}}; \hat{\hat{D}}_{or} = \frac{D_{or}}{D_{or,0}}
 \end{aligned} \tag{7.47}$$

$$\begin{aligned}
\hat{\rho} &= \frac{\rho}{\rho_{G,0}}; \hat{\mu}_L = \frac{\mu_L}{\mu_{L,0}}; \hat{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma_0}; Y_0 = \frac{R_0}{S_0} \\
Y_1 &= \frac{R_0^3}{S_0^3 - R_0^3}; Y_2 = \frac{\rho_{G,0}}{p_{L,0}} \left(\frac{D_{or,0}}{R_0} \right)^2 \\
Y_3 &= \frac{2\sigma_0}{R_0 p_{L,0}}; Y_4 = \frac{4\mu_{L,0} D_{or,0}}{p_{L,0} R_0^2}
\end{aligned} \tag{7.48}$$

lembrando que nas equações acima os sub-índices “0” e “int” denotam, respectivamente, os valores dos parâmetros no instante inicial e na interface.

Para a solução da eq. (7.42) com suas respectivas condições de contorno (eqs.7.43-7.45), é utilizado um procedimento iterativo de marcha no tempo, onde as derivadas espaciais são aproximadas por diferenças finitas. Um esquema da malha computacional utilizada é apresentado na figura 121. Apesar do artifício introduzido pela função potencial (eq. 7.20) para suavizar os gradientes de concentração de refrigerante nas localidades próximas à interface, sua solução por diferenças finitas ainda poder remeter ao aparecimento desses gradientes junto à interface quando t ainda é muito próximo de zero, o que pode trazer dificuldades para a solução. Para resolver este problema, Anderson, Tanenhill e Pletcher (1984) sugerem a introdução de mais uma coordenada auxiliar, y^* , afim de gerar uma malha computacional não-uniforme, \hat{y} , que seja mais refinada quanto mais próximo da interface,

$$\hat{y}(y^*) = \frac{\beta + 1 - (\beta - 1) \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{1-y^*}}{1 + \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{1-y^*}} \tag{7.49}$$

onde y^* é a coordenada auxiliar que define a malha uniforme (com os pontos nodais igualmente espaçados) e β é um parâmetro de aglutinação de modo que a malha torna-se mais refinada na região da interface à medida em que $\beta \rightarrow 1$. Nos casos simulados neste trabalho, um coeficiente de aglutinação variável foi utilizado (PROUSSEVITCH; SAHAGIAN, 1998) em razão da redução do gradiente de concentração de refrigerante na camada de líquido com a redução da quantidade de refrigerante disponível na camada de líquido. Desta forma, para que as eqs. (7.42)-(7.45) e (7.46) sejam resolvidas para a malha uniforme de coordenada y^* , é necessário que sejam feitas as seguintes transformações nas suas derivadas espaciais,

$$\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial \hat{y}} = \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial y^*} \frac{dy^*}{d\hat{y}} \quad (7.50)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{\varphi}}{\partial \hat{y}^2} = \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial y^*} \frac{d^2 y^*}{d\hat{y}^2} + \frac{\partial^2 \hat{\varphi}}{\partial y^{*2}} \left(\frac{dy^*}{d\hat{y}} \right)^2 \quad (7.51)$$

onde,

$$\frac{dy^*}{d\hat{y}} = \frac{2\beta}{[\beta^2 - (1 - \hat{y})^2] \ln \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)} \quad (7.52)$$

$$\frac{d^2 y^*}{d\hat{y}^2} = \frac{4\beta(\hat{y} - 1)}{[\beta^2 - (1 - \hat{y})^2]^2 \ln \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)} \quad (7.53)$$

Por fim, a eq. 7.42 foi escrita para cada um dos pontos nodais do domínio da figura 121 em função das propriedades nos seus respectivos pontos vizinhos, resultando em um sistema algébrico de equações lineares que é resumido da forma,

$$A_W \hat{\varphi}_{j-1} + A_P \hat{\varphi}_j + A_E \hat{\varphi}_{j+1} = B \quad (7.54)$$

cujos coeficientes são (com as modificações das eqs. 7.49-7.53 já incluídas),

Interface da Bolha ($j = 1$):

$$A_P = -1; \quad A_E = 1; \quad A_W = 0; \quad B = (w_{sat} - w_{r,0}) \Delta y^* \left(\frac{dy^*}{d\hat{y}} \right)^{-1} \quad (7.55)$$

Pontos Internos do Domínio ($1 < j < N$):

$$A_P = \frac{(\Delta y^*)^2}{C_j \Delta \hat{t}} + 2 \frac{dy^*}{d\hat{y}}; \quad (7.56)$$

$$A_E = -\frac{(\Delta y^*)^2}{2} \frac{d^2 y^*}{d\hat{y}^2} - \left(\frac{dy^*}{d\hat{y}} \right); \quad (7.57)$$

$$A_W = \frac{(\Delta y^*)^2}{2} \frac{d^2 y^*}{d\hat{y}^2} - \left(\frac{dy^*}{d\hat{y}} \right); \quad (7.58)$$

$$B = \frac{(\Delta y^*)^2 \hat{\varphi}_j^{ant}}{C_j \Delta \hat{t}} \quad (7.59)$$

Interface Externa da Camada de Líquido ($j = N$):

$$A_P = 1; \quad A_W = 0; \quad A_E = 0; \quad B = 0 \quad (7.60)$$

onde,

$$C_j = 9Y_1^{2/3} \left[\hat{y}(y^*) + Y_1 \hat{R}^3 \right]^{4/3} \quad (7.61)$$

lembrando que nas equações acima, o sub-índice “j” indica o ponto nodal na camada de líquido e o super-índice “ant” se refere ao instante de tempo anterior.

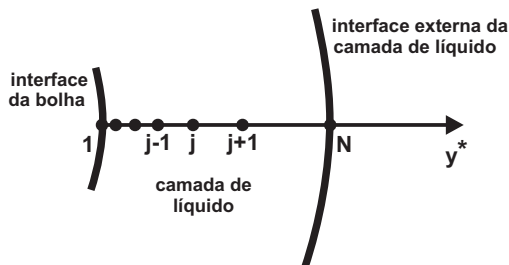


Figura 121 – Esquema da malha espacial não-uniformemente espaçada utilizada na solução computacional.

O modelo desenvolvido foi aplicado para a mistura de óleo éster EMKARATE RL10H e refrigerante R-134a por se tratar da mistura que vem sendo empregada ao longo de todo este trabalho. No entanto, nada impede que outras combinações de óleo e refrigerante sejam estudadas com o modelo futuramente. As correlações utilizadas para o cálculo das propriedades adicionais do óleo puro e da mistura óleo-refrigerante estão documentadas no Apêndice A. As propriedades do refrigerante nas fases líquida e gasosa foram calculadas através das rotinas do banco de dados REFPROP 7 (MCLINDEN; KLEIN; PESKIN, 1998), implementadas junto com o código computacional. A Figura 122 mostra o fluxograma com a sequência dos passos da solução do modelo. O programa computacional para a solução do problema foi escrito na linguagem FORTRAN 90.

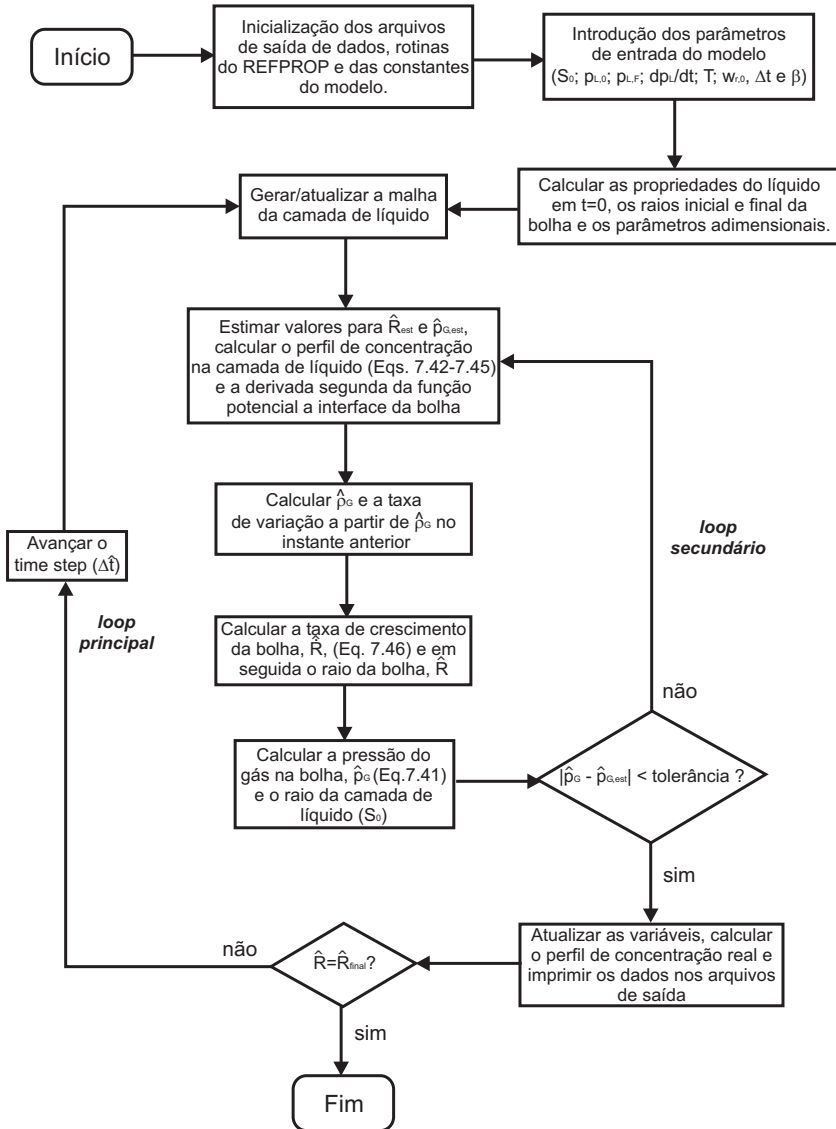


Figura 122 – Fluxograma do código numérico para o solução do crescimento da bolha.

7.4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados obtidos com o modelo de crescimento de bolha em misturas óleo-refrigerante estão divididos em duas etapas com o intuito de facilitar a análise e de se explorar ao máximo as potencialidades do modelo. Primeiramente, é feito um estudo de caso, onde se explora o comportamento das principais variáveis do modelo para uma única simulação. Em seguida, é feita uma análise paramétrica do modelo, onde, para vários casos simulados, é possível determinar a influência dos principais parâmetros do modelo no processo de crescimento da bolha. A tabela 21 mostra uma relação de todas as simulações realizadas, onde estão descritos os principais dados de entrada e alguns resultados.

Tabela 21 – Parâmetros e resultados das simulações realizadas

| Run | Parâmetros | | | | | | | Resultados | | |
|-----|---------------|---------------|--------------------|--------------------|----------------------|-------------|------------------|--------------------|---------------------|---------------------|
| | S_0 [mm] | R_0 [μm] | $p_{L,0}$ [kPa] | $p_{L,F}$ [kPa] | dp_L/dt [kPa/s] | T [°C] | $w_{r,0}$ [%] | t_{final} [s] | R_{final} [mm] | S_{final} [mm] |
| 1 | 1,0 | 10 | 100 | 10 | -100 | 60 | 5 | 1,65 | 4,99 | 5,17 |
| 2 | 1,0 | 10 | 90 | 5 | -100 | 80 | 1 | 3,96 | 3,70 | 3,79 |
| 3 | 1,0 | 95 | 90 | 5 | -100 | 80 | 1 | 4,07 | 3,70 | 3,79 |
| 4 | 1,0 | 500 | 90 | 5 | -100 | 80 | 1 | 3,65 | 3,61 | 3,72 |
| 5 | 1,0 | 900 | 90 | 5 | -100 | 80 | 1 | 1,39 | 3,06 | 3,24 |
| 6 | 0,1 | 5 | 100 | 10 | -100 | 80 | 5 | 0,90 | 0,52 | 0,85 |
| 7 | 0,5 | 5 | 100 | 10 | -100 | 80 | 5 | 0,90 | 2,56 | 2,88 |
| 8 | 1,5 | 5 | 100 | 10 | -100 | 80 | 5 | 1,95 | 7,54 | 7,79 |
| 9 | 3,0 | 5 | 100 | 10 | -100 | 80 | 5 | 5,40 | 15,00 | 15,40 |
| 10 | 1,0 | 10 | 90 | 5 | -100 | 80 | 0,95 | 3,84 | 3,63 | 3,72 |
| 11 | 1,0 | 10 | 90 | 5 | -100 | 80 | 3 | 1,49 | 5,45 | 5,55 |
| 12 | 1,0 | 10 | 90 | 5 | -100 | 80 | 5 | 1,17 | 6,54 | 6,67 |
| 13 | 1,0 | 10 | 90 | 5 | -100 | 80 | 10 | 0,97 | 8,37 | 8,56 |
| 14 | 1,0 | 10 | 10 | 5 | -100 | 80 | 5 | 0,46 | 6,55 | 6,63 |
| 15 | 1,0 | 10 | 100 | 5 | -100 | 80 | 5 | 1,27 | 6,54 | 6,67 |
| 16 | 1,0 | 10 | 250 | 5 | -100 | 80 | 5 | 2,78 | 6,55 | 6,69 |
| 17 | 1,0 | 10 | 400 | 5 | -100 | 80 | 5 | 4,25 | 6,55 | 6,70 |
| 18 | 1,0 | 50 | 100 | 5 | -100 | 80 | 5 | 1,38 | 6,48 | 6,67 |
| 19 | 1,0 | 50 | 100 | 20 | -100 | 80 | 5 | 3,30 | 3,96 | 4,30 |
| 20 | 1,0 | 50 | 100 | 40 | -100 | 80 | 5 | 6,86 | 3,09 | 3,61 |
| 21 | 1,0 | 50 | 100 | 99 | -100 | 80 | 5 | 22,20 | 2,18 | 3,10 |
| 22 | 1,0 | 10 | 100 | 10 | -10 | 80 | 5 | 12,7 | 5,07 | 5,48 |
| 23 | 1,0 | 10 | 100 | 10 | -50 | 80 | 5 | 2,55 | 5,05 | 5,34 |
| 24 | 1,0 | 10 | 100 | 10 | -100 | 80 | 5 | 1,66 | 5,10 | 5,30 |
| 25 | 1,0 | 10 | 100 | 10 | -100 | 25 | 5 | 7,50 | 4,75 | 4,91 |
| 26 | 1,0 | 10 | 100 | 10 | -100 | 35 | 5 | 5,31 | 4,83 | 4,99 |
| 27 | 1,0 | 10 | 100 | 10 | -100 | 50 | 5 | 3,48 | 4,93 | 5,10 |
| 28 | 1,0 | 10 | 100 | 10 | -100 | 100 | 5 | 1,55 | 5,21 | 5,43 |

É importante mencionar que todos os resultados descritos na

tabela 21 foram obtidos utilizando uma malha espacial na camada de líquido com 51 pontos nodais, incremento de tempo de 0,01s e tolerância para a convergência da pressão no gás no *loop* secundário do algoritmo de 10^{-6} . Devido ao fato de a bolha atingir o equilíbrio final de forma assintótica, o tempo de crescimento da bolha é definido ser o tempo para a bolha atingir 99,9% do seu raio final.

7.4.1 Estudo de Caso

Nesta primeira seção de apresentação dos resultados do modelo, o caso escolhido é a simulação 1, cujos dados e resultados estão descritos na tabela 21. As figuras 123 e 124 mostram o comportamento dos raios da bolha e da camada de líquido e da concentração média de refrigerante (este último obtido a partir da integração do perfil espacial de concentração) na camada de líquido ao longo do tempo de crescimento da bolha. Estes resultados mostram a mesma tendência geral dos resultados apresentados por Prousevitich, Sahagian e Anderson (1993) (com exceção do tempo total de crescimento, que nas presentes simulações foi muito menor), onde visualmente, podem ser identificados três períodos distintos durante o processo. O primeiro período é caracterizado por um atraso no crescimento (ou crescimento lento) da bolha onde se percebe que pouco refrigerante se difundiu para a bolha. Este período inicial pode ser atribuído à influência da força de restauração da bolha causada pela sua tensão superficial devido ao pequeno raio da bolha neste instante. Para esta simulação, este período dura aproximadamente 0,65s.

Em seguida, pelos próximos 1,2s, na medida em que a bolha aumenta o seu tamanho a quantidade de refrigerante na camada de líquido diminui expressivamente em um período em que a taxa de crescimento da bolha atinge progressivamente um valor máximo. Este é o período de crescimento efetivo da bolha, causado principalmente pela queda da força de tensão superficial na bolha, que permite que o gás no seu interior se expanda mais rapidamente. Finalmente, quando a concentração de refrigerante na interface da bolha vai se aproximando da concentração no restante da camada de líquido, o crescimento cessa e a bolha atinge o raio estável; neste momento a bolha atinge cerca de 500 vezes o seu raio inicial, acompanhada pela camada de líquido que se expande para aproximadamente 5 vezes em relação ao seu tamanho inicial. Este crescimento da camada de líquido é motivado pela expansão do gás na bolha que tende a empurrar o líquido da vizinhança para

fora da camada de líquido. Como não é permitida a saída do líquido pela superfície externa da camada e para que a conservação da massa de refrigerante na CE seja obedecida, a camada de líquido aumenta de tamanho. A razão entre os raios da camada de líquido e da bolha no início do processo (S_0/R_0) é igual a 100 enquanto que no final do processo $S_F/R_F \approx 1$.

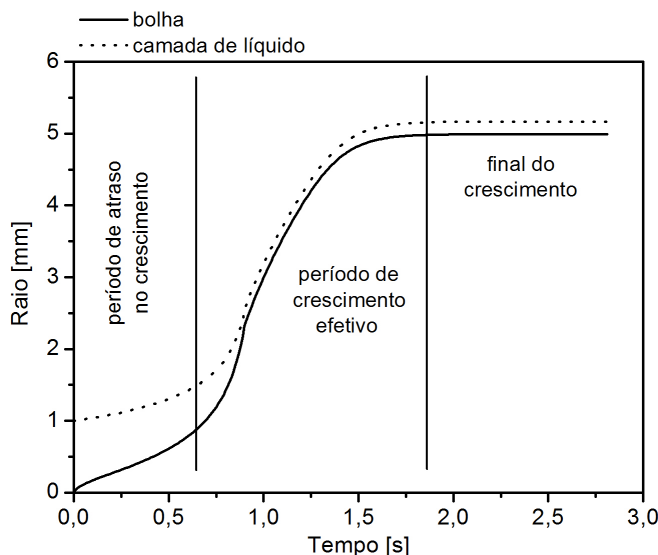


Figura 123 – Curvas de crescimento da bolha e da camada de líquido ao longo do tempo para a simulação 1.

Uma análise das forças atuantes no crescimento da bolha para a simulação 1 é apresentada na figura 125, na qual estão plotadas a força motriz do crescimento, ou seja, a diferença entre as pressões interna e externa na bolha, e as forças de resistência devido à tensão superficial, atrito viscoso no líquido e de inércia da camada de líquido. As forças foram adimensionalizadas para facilitar a análise. A figura mostra que a principal força de oposição ao crescimento da bolha é a força exercida pelo efeito de tensão superficial na interface da bolha. Durante todo período de crescimento, houve uma pequena diferença entre esta força e a força motriz do crescimento. Na realidade, é esta pequena diferença que gera a força resultante que permite o crescimento da bolha durante todo tempo. Em comparação com estas duas forças principais, as outras duas forças de oposição devido ao atrito viscoso e a inércia da camada

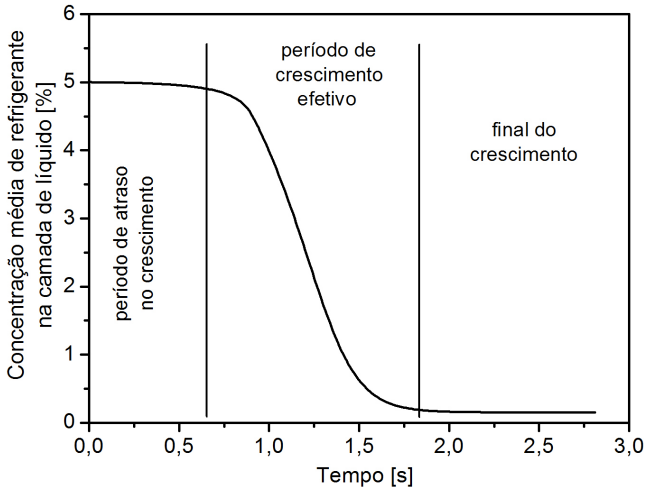


Figura 124 – Curva da concentração média de refrigerante na camada de líquido ao longo do tempo para a simulação 1.

de líquido são desprezíveis, o que significa que, para este caso, os dois últimos termos da Eq. (7.41) para a conservação da quantidade de movimento na camada de líquido podem ser desconsiderados.

A figura 125 mostra, ainda, que a magnitude das forças devido à diferença de pressão entre as fases e a força devido a tensão interfacial começa elevada e diminui rapidamente ao longo do período definido como período de crescimento lento da bolha. Como comentado anteriormente, este fato é justificado pelo pequeno raio da bolha nos instantes iniciais e o seu contínuo crescimento ao longo de todo processo, o que reduz a resistência imposta pela tensão superficial. Ao mesmo tempo, a diferença de pressão cai por causa da queda de pressão no líquido e da redução da pressão do gás, que por sua vez, é consequência direta da redução imposta à pressão no líquido e do aumento do raio da bolha. Diante desta ocorrência de diminuição contínua da magnitude das forças motoras resistivas, o cenário esperado era o de queda na taxa de expansão da bolha, o que não ocorre, principalmente nos instantes onde as forças atingem o mínimo valor. A explicação para este fato é que nestes instantes, o crescimento da bolha passa a ser governado unicamente pela difusão de refrigerante da camada de líquido, independentemente das forças que estão atuando sobre ela.

Numa tentativa de analisar o fenômeno de crescimento da bolha

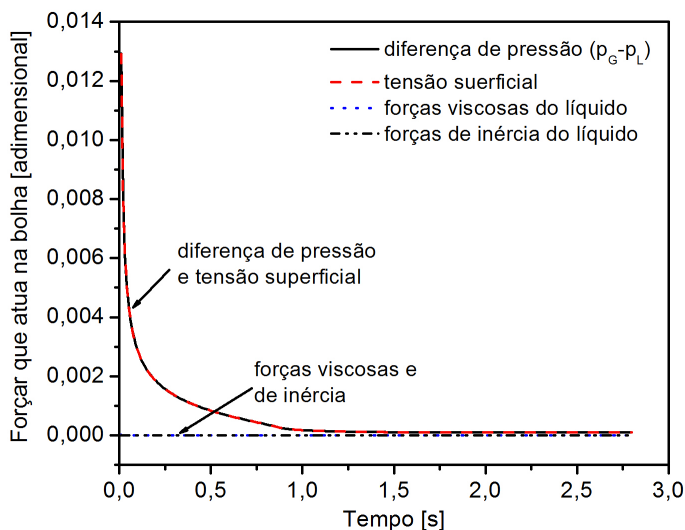


Figura 125 – Forças que atuam sobre a bolha ao longo do tempo para a simulação 1.

do ponto de vista do transporte de refrigerante pela camada de líquido, a figura 126 foi elaborada para mostrar a distribuição de concentração de refrigerante em função da coordenada adimensional, y^* , da camada de líquido para vários estágios do crescimento da bolha na simulação 1. Cada estágio equivale ao instante correspondente à uma fração do tempo final de crescimento da bolha (convencionado aqui como o tempo necessário para que a bolha atinja 99,9% do seu raio estável ou final). A partir de um perfil uniforme em $t = 0$, os primeiros momentos logo após o mecanismo de difusão ser acionado são marcados por gradientes muito acentuados na interface. Apesar disso resultar em uma enorme quantidade de refrigerante migrando para a bolha nestes instantes, ela não cresce muito porque a tensão superficial da bolha ainda é demasiadamente elevada.

Ao mesmo tempo, a concentração de equilíbrio na interface (solubilidade) diminui como principal consequência da queda da pressão no interior da bolha até atingir um valor final, ditado pela pressão final na camada de líquido, enquanto que o gradiente na interface se suaviza à medida que o refrigerante nas posições mais distantes da interface começa a migrar em direção à bolha. Este período coincide com o período de máxima taxa de crescimento da bolha, não por causa do

fluxo de refrigerante pela interface que vem decaindo, mas pelo efeito de expansão do gás na bolha, permitido pela diminuição da tensão superficial. Após 1,16s ou 70% do tempo para o crescimento completo da bolha, a concentração de refrigerante na superfície externa da camada de líquido também começa a diminuir, acompanhado pela redução contínua do gradiente ao longo de toda camada. Neste período, o fluxo de refrigerante para a bolha também decai gradualmente quando finalmente, após cerca de 1.65s, a concentração na interface se equilibra com o resto da camada de líquido, cessando de vez o fluxo de refrigerante pela interface e a bolha para, então, de crescer.

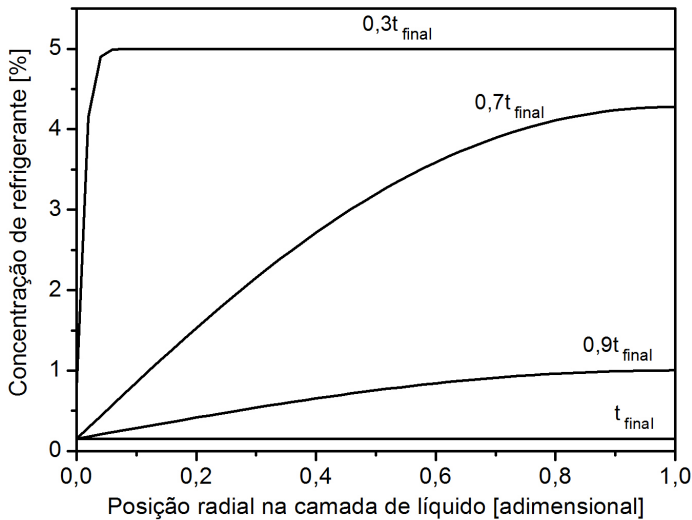


Figura 126 – Distribuição de concentração de refrigerante na camada de líquido em vários instantes do crescimento da bolha para a simulação 1.

Os termos da eq. (7.30) representam os dois principais mecanismos de crescimento da bolha e a influência de ambos os mecanismos no tempo total de crescimento da bolha para a simulação 1 é avaliado na figura 127. No início, o processo de crescimento é governado exclusivamente pelo termo de expansão do gás na bolha, o qual diminui à medida que a força de resistência interfacial ainda se mantém elevada. Este comportamento é consistente com o período de crescimento lento descrito anteriormente na figura 123. Quando a bolha atinge um tamanho suficiente para superar a força de resistência interfacial, tanto o

efeitos de expansão do gás como o efeito de difusão de refrigerante para a bolha aumentam rapidamente e contribuem de maneira equilibrada para a velocidade total de crescimento da bolha, que por sua vez, atinge o valor máximo durante o processo. Então, ocorre uma súbita queda na parcela do crescimento devido à difusão, indicando a extinção do refrigerante disponível na camada de líquido. Após este fenômeno, o processo de crescimento volta a ser governado pela expansão do gás que diminui lentamente até a bolha atingir o seu raio final.

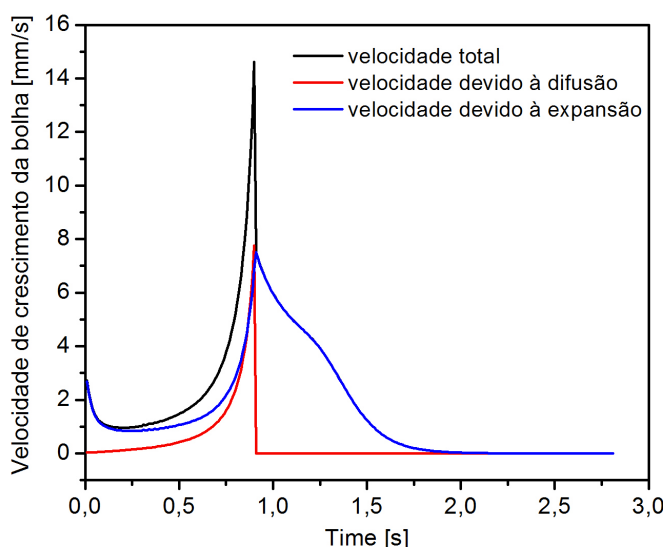


Figura 127 – Velocidades de crescimento da bolha para a simulação 1.

7.4.2 Análise Paramétrica

O objetivo desta etapa é analisar a influência individual de cada um dos principais parâmetros de entrada do modelo na dinâmica do crescimento da bolha. Por esta razão, são consideradas somente as curvas do raio da bolha na análise destes resultados.

7.4.2.1 Influência do Raio Inicial da Bolha (R_0)

Como já comentado na etapa de resultados anteriores, o raio inicial da bolha determina a força resistiva devido ao efeito da tensão superficial da bolha, pois, quanto menor a bolha, maior esta força resistiva. Os resultados da figura 128 mostram como o raio inicial da bolha influencia na dinâmica do processo de crescimento da bolha para as simulações 2-5. Observa-se claramente que quando o raio inicial da bolha é menor ou igual a $5,5 \times 10^{-2}$ mm (simulações 2 e 3), pouca diferença é notada entre as curvas de crescimento da bolha. Porém, a partir da Simulação 4, quando R_0 é igual à 0,5mm, o tempo de crescimento e o raio estável da bolha diminuem consideravelmente com o aumento do raio inicial, por causa da diminuição da espessura da camada de líquido e, consequentemente, da menor quantidade absoluta de material volátil disposta na camada de líquido. Uma outra observação é que a curva da simulação 5, com R_0 igual à 0,9mm, apresenta um período de atraso do crescimento menor em relação à curva da Simulação 4, em virtude da menor tensão superficial que age para retardar o crescimento da bolha.

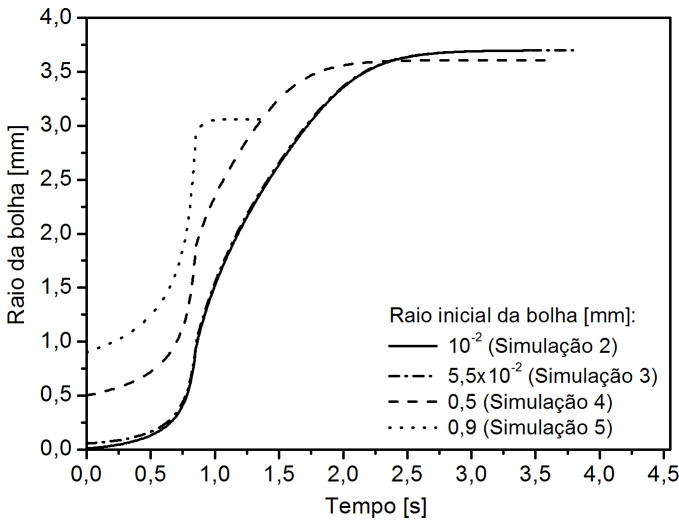


Figura 128 – Influência do raio inicial da bolha na dinâmica do crescimento da bolha.

7.4.2.2 Influência do Raio Inicial da Camada de Líquido (S_0)

A figura 129 apresenta os resultados das simulações 6-9 para a análise da influência do raio inicial da camada de líquido na dinâmica do crescimento da bolha. Como já era esperado, a diminuição no raio da camada de líquido limita o crescimento da bolha simplesmente pelo fato da quantidade total de refrigerante diminuir com a redução de S_0 , apesar da concentração de refrigerante disposta inicialmente na camada de líquido ser a mesma em todos os casos (5%). Isso reflete diretamente nos maiores tamanhos e maiores tempos de crescimento atingidos pela bolha nas simulações onde S_0 é maior. Outra constatação é que o efeito da tensão superficial está mais presente no crescimento das bolhas confinadas no interior de camadas de líquido menores. Isso é notado principalmente nas simulações onde S_0 é igual a 0.1mm (simulação 6), em que a maior parte do processo é marcada pelo crescimento lento da bolha antes de atingir o seu raio final, praticamente de forma abrupta.

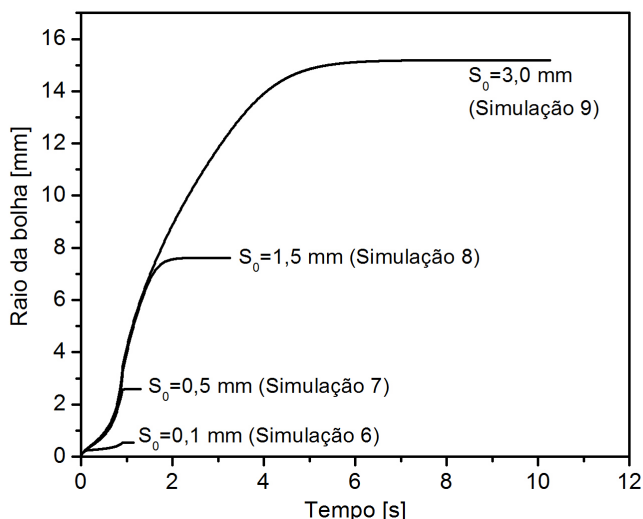


Figura 129 – Influência do raio inicial da camada de líquido na dinâmica do crescimento da bolha.

7.4.2.3 Influência da Concentração Inicial de Refrigerante na Camada de Líquido ($w_{r,0}$)

A maneira como a concentração inicial de refrigerante disposta na camada de líquido influencia o crescimento da bolha está ilustrada na figura 130 para os dados das simulações 10-13. Em princípio, quando se analisa estes resultados pode-se concluir que o raio final, ou estável, da bolha é maior quanto maior a quantidade de refrigerante disposta inicialmente na camada de líquido. O fato curioso é, no entanto, que o tempo de estabilização do raio da bolha é menor nas simulações onde $w_{r,0}$ é maior. Esta ocorrência é, de certa forma, não-intuitiva já que espera-se que em uma situação similar, quanto maior a quantidade de refrigerante disponível na camada de líquido, maior o tempo para que todo refrigerante se difunda para a bolha.

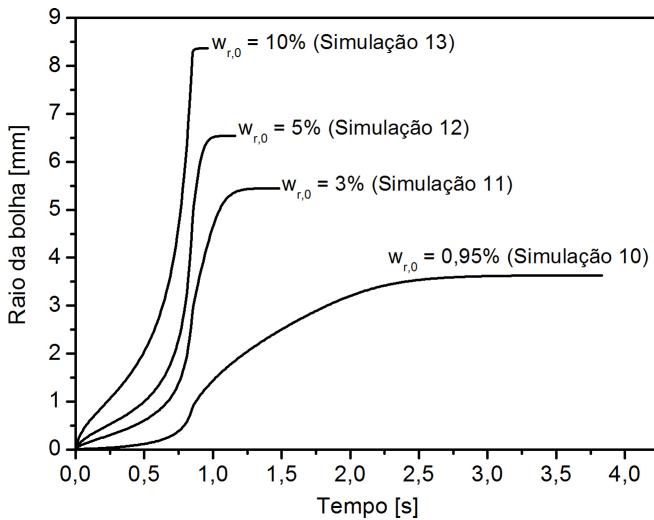


Figura 130 – Influência da concentração inicial de refrigerante na camada de líquido na dinâmica do crescimento da bolha.

Entretanto, deve-se também levar em consideração que o gradiente de concentração na camada de líquido aumenta quando $w_{r,0}$ é maior, uma vez que a concentração na interface, ou a solubilidade para a pressão da bolha e a temperatura da CE, permanece a mesma em todos os casos, resultando assim em maior fluxo de refrigerante da interface para a bolha e, conseqüentemente, menos tempo para que a

bolha atinja o seu raio final. Este fato pode ser confirmado pela inclinação inicial das curvas (na região de atraso do crescimento) que vai aumentando à medida que $w_{r,0}$ aumenta.

Todos os modelos anteriores citados na seção 7.1, que trataram do crescimento de bolhas por descompressão em sistemas bifásicos gás-líquido, admitiram que a descompressão do sistema acontecia instantaneamente (taxa de descompressão infinita), ou seja, que o processo de crescimento tinha início a partir do momento em que a pressão na fase líquida atingia a uma pressão de equalização determinada. Diferentemente destes modelos, considera-se aqui que a pressão na fase líquida é conhecida durante todo processo, onde as pressões inicial e final, e uma taxa de descompressão constante e finita são parâmetros de entrada do modelo. Esta abordagem é mais adequada para os propósitos deste trabalho, pois se aproxima mais da situação encontrada no escoamento de uma mistura óleo-refrigerante, independente da geometria do canal, onde, geralmente, a partir de modelos macroscópicos de escoamento da mistura pode-se determinar o campo de pressão que atua sobre o escoamento. Tendo isso em mente, os próximos resultados avaliarão a influência das pressões inicial e final, bem como da taxa de descompressão na fase líquida na dinâmica de crescimento da bolha.

7.4.2.4 Influência da Pressão Inicial da Fase Líquida ($p_{L,0}$)

A figura 131 apresenta os resultados para a influência da pressão inicial no líquido na dinâmica do crescimento da bolha de gás refrigerante (simulações 14-17). A principal característica destes resultados é o fato do período de atraso no crescimento da bolha ser maior quanto maior a pressão inicial na camada de líquido. Isso ocorre porque o aumento da pressão inicial no líquido reduz o grau de supersaturação de refrigerante na camada de líquido assim que o processo de crescimento é ativado. Em outras palavras, a pressão inicial afeta diretamente a concentração inicial de refrigerante na interface da bolha, que é diretamente proporcional à pressão na fase líquida. Sendo assim, a tendência é a redução do gradiente de concentração de refrigerante na interface e, consequentemente, a diminuição do fluxo de refrigerante para a bolha. No entanto, em todas as simulações o mesmo raio final foi atingido pela bolha, uma vez que a quantidade de refrigerante inicialmente presente na camada sempre foi a mesma.

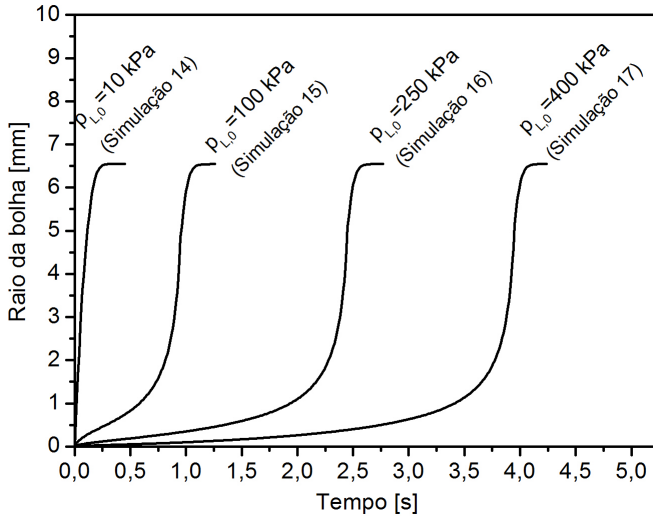


Figura 131 – Influência da pressão inicial no líquido na dinâmica do crescimento da bolha.

7.4.2.5 Influência da Pressão Final da Fase Líquida ($p_{L,F}$)

A figura 132 apresenta os resultados da análise da influência da pressão final na camada de líquido no processo de crescimento da bolha das simulações 18-21. Ao contrário dos resultados para a influência da pressão inicial (figura 131), a variação da pressão final atingida após a descompressão tem efeito mais significativo no raio final da bolha. Isso ocorre porque a pressão final imposta na camada de líquido determina a pressão final do gás na bolha (Eq. 7.41), que é usada para o cálculo da solubilidade do refrigerante na interface. Por essa razão, quanto menor a pressão do líquido no final do processo de descompressão, menor a pressão do gás e a solubilidade na interface, e maior o gradiente de concentração de refrigerante na camada de líquido ao longo de todo processo de crescimento da bolha. A consequência disso é o aumento do fluxo de refrigerante transportado para a bolha, tornando maior o seu raio final, como pode ser observado na curva para $p_{L,F}=5\text{kPa}$, a mais baixa das pressões finais simuladas. Adicionalmente, como mais massa de refrigerante cruza a interface da bolha por unidade de tempo e a quantidade absoluta de refrigerante na camada de líquido é a mesma em todas as simulações, o tempo requerido para a bolha atingir o raio

final acaba sendo menor.

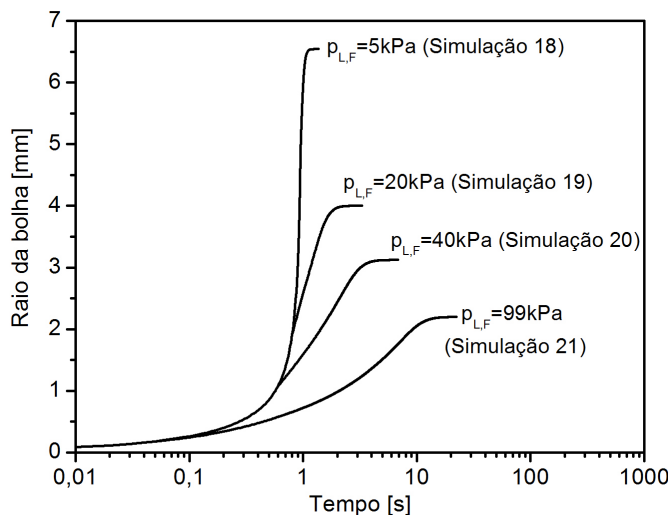


Figura 132 – Influência da pressão final no líquido na dinâmica do crescimento da bolha.

7.4.2.6 Influência da Taxa de Descompressão na Fase Líquida (dp_L/dt)

Os resultados que verificam a influência da taxa de descompressão no processo de crescimento da bolha de refrigerante estão ilustrados na figura 133, para foram utilizados os resultados das simulações 22-24. Observa-se que a taxa de descompressão da fase líquida interfere fundamentalmente no tempo necessário para o crescimento completo da bolha, pois quanto mais rápida a descompressão, a velocidade de crescimento da bolha responde de maneira proporcional. A explicação para este fato reside na contribuição do segundo termo do lado direito da Eq. (7.46). Este termo diz respeito a parcela devido à expansão do gás no processo de crescimento da bolha, que é afetada pela pressão na fase líquida através da pressão no gás (pela relação entre as pressões das fases líquida e gasosa da Eq.7.41). Dessa forma, quanto mais lentamente a pressão do líquido é diminuída, mais lenta é a contribuição deste termo em relação ao de fluxo de massa na interface (primeiro termo do lado direito da Eq. 7.46). Esta relação entre os mecanismos de crescimento da bolha mostra que a expansão do gás é dominante

no período de crescimento mais lento da bolha, enquanto que o fluxo de refrigerante pela interface é responsável pelo período de crescimento rápido da bolha até o equilíbrio.

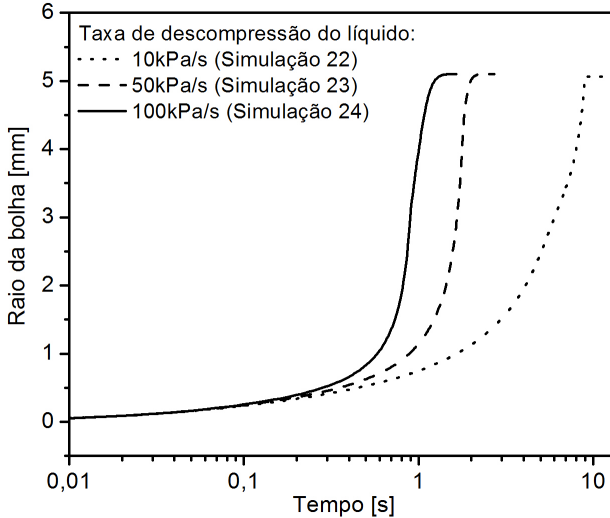


Figura 133 – Influência da taxa de decompressão do líquido na dinâmica do crescimento da bolha.

7.4.2.7 Influência da Temperatura da Célula Elementar (T)

A influência da temperatura da CE na dinâmica do crescimento da bolha está descrita nos resultados da figura 134 para as simulações 25-28. A temperatura da CE influi nas propriedades termofísicas da mistura óleo-refrigerante, principalmente no coeficiente de difusão molecular do refrigerante e na viscosidade da mistura. O comportamento da viscosidade dinâmica, μ_0 , e do coeficiente de difusão molecular do refrigerante no óleo, $D_{or,0}$ (ambos em $t = 0$) frente à variação da temperatura pode ser visto na tabela 22, de onde se observa que o aumento da temperatura provoca a diminuição da viscosidade da mistura e o aumento do coeficiente de difusão. Estes dois fatores combinados resultam numa maior taxa de crescimento da bolha quanto maior a temperatura, visto que o termo viscoso de restauração da bolha é menor com o aumento da temperatura; ao mesmo tempo, o alto coeficiente de difusão

contribui para a maior mobilidade do refrigerante na camada de líquido e, sendo assim, maior fluxo de refrigerante para a bolha. Vale ressaltar, também, que, dentre estes dois efeito influenciados pela temperatura da CE, o aumento do coeficiente de difusão é o mais significativo em virtude de o termo viscoso de resistência ao crescimento da bolha ser muito menor do que as outras forças que atuam sobre a bolha (resultado da figura 125).

Tabela 22 – Viscosidade dinâmica e coeficiente de difusão iniciais da misturas em em função da temperatura.

| $T\text{ [}^{\circ}\text{C]}$ | $\mu_0[\times 10^{-3}Pa.s]$ | $D_{or,0}[\times 10^{-10}m^2/s]$ |
|-------------------------------|-----------------------------|----------------------------------|
| 25 | 10.0 | 2.2 |
| 35 | 7.7 | 3.0 |
| 50 | 5.2 | 4.7 |
| 70 | 3.3 | 7.6 |
| 100 | 1.9 | 14.0 |

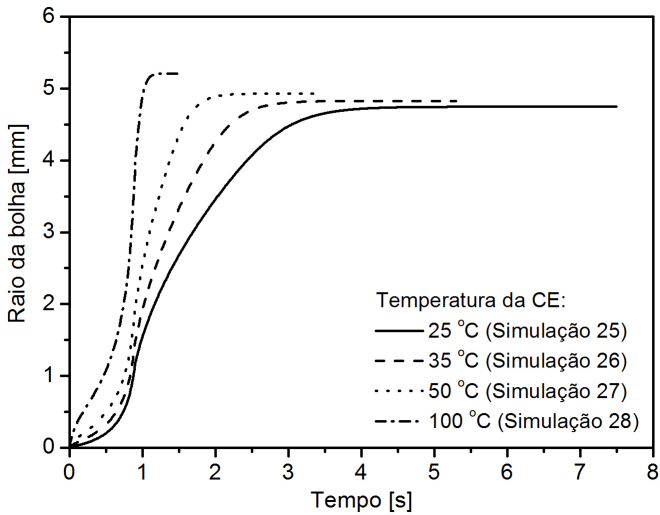


Figura 134 – Influência da temperatura da célula elementar na dinâmica do crescimento da bolha.

Uma outra observação importante é sobre a diferença no raio final atingido em cada simulação, onde as simulações realizadas com maior temperatura da CE forneceram bolhas com raios maiores ao final

do processo de crescimento. Isso se deve, principalmente, ao fato de a solubilidade na interface ser uma função inversa da temperatura, pois quanto maior a temperatura menor a concentração na interface o que resulta em grau de super-saturação maior (maior diferença entre a concentração na interface e a concentração inicial). Isso determina que maiores quantidades de refrigerante sejam transportadas para a bolha, tornando o seu raio final maior.

7.5 SÍNTESE DO CAPÍTULO

Visando contribuir para o desenvolvimento de ferramentas que permitam analisar o escoamento de misturas óleo-refrigerante sob uma ótica de não-equilíbrio, este capítulo apresentou um modelo transiente de crescimento de uma única bolha de gás em uma solução de óleo e refrigerante sujeita a descompressão uniforme e isotérmica. O modelo considerou uma Célula Elementar (CE) formada por uma bolha envolvida por uma camada de líquido contendo certa quantidade limitada de refrigerante dissolvido, onde a redução de pressão na fase líquida provoca o desbalanço entre a concentração inicial de refrigerante na camada de líquido e a concentração de equilíbrio na interface. Este fenômeno desencadeia o processo de transferência de massa de refrigerante por difusão molecular da camada de líquido para a bolha, resultando no seu crescimento. Após um período suficientemente longo, o sistema tende a atingir novamente o estado de equilíbrio, onde a bolha atinge seu raio final à medida que o processo de descompressão e a quantidade de refrigerante na mistura líquida se extinguem. A modelagem matemática do problema gerou um sistema acoplado de equações governantes não-lineares, que foi resolvido numericamente para calcular variáveis do modelo ao longo do tempo, tais como a taxa de crescimento e a pressão interna do bolha, e o perfil de concentração de refrigerante na camada de líquido.

Em suma, as principais conclusões da análise deste capítulo são:

- Visualmente, o processo de crescimento da bolha apresentou três períodos distintos: um primeiro período de crescimento lento nos momentos iniciais, devido ao efeito restaurador da tensão interfacial da bolha, um segundo período de rápida expansão do gás na bolha seguido por um terceiro período de estabilização do raio da bolha. Esta tendência foi a mesma reportada por Prousevitch, Sahagian e Anderson (1993) em seus estudos sobre o crescimento de bolhas em lavas vulcânicas;

- Durante todo período de crescimento, a tensão interfacial na bolha mostrou ser a principal força de controle do crescimento, em oposição à força motriz resultante da diferença entre a pressão interna do gás na bolha e a pressão na fase líquida. Ao mesmo tempo, durante a maior parte do processo de crescimento, a expansão do gás foi o mecanismo predominante em relação à difusão molecular de refrigerante pela interface da bolha;
- O perfil de concentração de refrigerante ao longo da camada de líquido mostrou que os maiores gradientes na região da interface ocorrem durante os instantes iniciais do crescimento, o que também resulta nos maiores fluxos instantâneos de refrigerante para a bolha. No entanto, a taxa de crescimento neste período é limitada pela tensão superficial da bolha em razão do seu pequeno raio. Na medida em que o gradiente na camada de líquido vai se suavizando, a bolha experimenta o seu crescimento mais expressivo devido à parcela de expansão do gás na bolha, que resulta da diminuição da força resistiva na interface. Isso acontece até que o gradiente de concentração na camada de líquido se extingue até cessar o crescimento da bolha.
- O aumento no raio inicial da bolha resultou na diminuição do seu raio final, em razão da menor espessura da camada de líquido e da diminuição do seu tempo total de crescimento, devido ao aumento do período de crescimento lento da bolha;
- A diminuição do raio inicial da camada de líquido limitou o crescimento da bolha pelo fato da quantidade total de mistura presente na camada de líquido ser menor;
- As maiores quantidades de refrigerante dissolvidas inicialmente na camada de líquido diminuíram o tempo requerido para o crescimento completo da bolha e aumentaram o valor do ser raio final, em razão dos maiores gradientes presentes na camada de líquido;
- O aumento na pressão inicial na fase líquida contribuiu apenas para o aumento no período de crescimento lento da bolha, mantendo sempre o raio final da bolha inalterado;
- Por outro lado, o aumento na pressão final estabelecida para a fase líquida representou a diminuição do raio final atingido pela bolha por causa da diminuição do grau de super-saturação na camada de líquido que limitou o fluxo de refrigerante para a bolha;

- A avaliação da influência da taxa de descompressão na fase líquida mostrou que, para descompressões mais lentas, o tempo total de crescimento tende a ser maior por causa do efeito mais lento de expansão da bolha devido a compressibilidade do gás;
- Finalmente, os resultados obtidos para o aumento da temperatura da CE levaram a crescimentos mais rápidos e a maiores raios finais da bolha, o que pode ser explicado pela influência da temperatura na viscosidade e no coeficiente de difusão de massa da mistura óleo-refrigerante.

8 CONSIDERAÇÕES FINAIS

8.1 RECAPITULAÇÃO

O presente trabalho propôs uma nova metodologia teórica e experimental para a investigação fonomenológica do escoamento de óleo e refrigerante pela folga pistão-cilindro de compressores alternativos de refrigeração. A análise representou um passo adiante em relação às metodologias teóricas e experimentais apresentadas na revisão bibliográfica do Capítulo 2, que caracterizaram o escoamento da mistura óleo-refrigerante em geometrias mais simples. Atenção especial foi dada ao processo de desprendimento do refrigerante da mistura e à dinâmica do escoamento bifásico resultante na geometria da folga. As informações obtidas do estudo fonomenológico do escoamento auxiliaram no desenvolvimento de novas ferramentas numéricas, tanto para a análise da lubrificação bifásica do pistão, como para a análise do crescimento de bolhas de refrigerante gasoso fora do equilíbrio.

Inicialmente foi apresentado o projeto de construção e montagem de uma bancada destinada ao estudo experimental do escoamento da mistura óleo-refrigerante por uma geometria que fosse a mais próxima possível da geometria da folga real pistão-cilindro. Um pistão estático, fixado em um conjunto devidamente rígido, foi montado no interior de um bloco de acrílico com um orifício cilíndrico apoiado sobre um conjunto de plataformas móveis acionadas por micrômetros. A razão principal de se manter o pistão estático foi a maior facilidade do controle do parâmetros da bancada que refletem na medição das propriedades e nas características morfológicas do escoamento.

O bloco foi projetado para, além de permitir a visualização do escoamento na folga, comportar quatro sensores de pressão miniaturizados montados a 90° um do outro para medir a distribuição de pressão do escoamento. Equipamentos adicionais também foram utilizados para medir a temperatura e a vazão do escoamento. O sistema de posicionamento do bloco do cilindro formado pelas plataformas móveis possibilitou que o escoamento na folga fosse estudado sob controlados graus de desalinhamento entre o pistão e o cilindro. Esta abordagem permitiu que a caracterização do escoamento pudesse ser feita de forma mais abrangente.

Na sequência, foi proposta uma modelagem do escoamento pela folga para a condição de equilíbrio termodinâmico nas mesmas condições estudadas na bancada, onde as equações de Reynolds e da conservação

da energia foram resolvidas numericamente para determinar a distribuição de pressão e a queda de temperatura do escoamento na folga. As propriedades da mistura foram tratadas como dependentes da concentração de refrigerante que, diante da hipótese de equilíbrio local da mistura, foi calculada a partir da relação para o equilíbrio de fases líquido-vapor (solubilidade) em função da pressão e temperatura locais do escoamento. Diante da queda de pressão do escoamento, a redução da solubilidade provoca o desprendimento do refrigerante na forma de bolhas, induzindo um escoamento bifásico. O modelo homogêneo foi utilizado para caracterizar as propriedades do escoamento gás-líquido na folga.

O próximo passo foi estender o modelo de equilíbrio anterior para a modelagem da lubrificação bifásica do pistão. Neste modelo, os movimentos radiais e axial do pistão foram incluídos nas equações de Reynolds e da conservação da energia para a determinação de parâmetros relacionados ao desempenho do compressor como a trajetória do pistão, a potência consumida por atrito na folga e o vazamento do refrigerante pela saia do pistão.

Por último, as hipótese de equilíbrio da mistura óleo-refrigerante foram questionadas, onde apresentou-se um modelo fundamental de crescimento de bolhas de refrigerante gasoso em um meio líquido finito composto por óleo e refrigerante líquido. A partir de uma queda de pressão isotérmica no líquido, a velocidade de crescimento da bolha, a pressão interna na bolha e a concentração real de refrigerante na camada de líquido puderam ser estimadas. O modelo, em princípio, é genérico e tem potencial para ser aplicado não só para a geometria da folga pistão-cilindro, como também para qualquer geometria onde estão envolvidos os processos nucleação e crescimento de bolhas.

8.2 CONCLUSÕES GERAIS DO TRABALHO

Baseado na análise dos resultados obtidos ao longo deste trabalho, as seguintes conclusões gerais podem ser colocadas:

- A centralização entre o pistão e o cilindro na seção de teste da bancada, de acordo com o procedimento descrito na Capítulo 4, foi bem sucedido somente no caso onde a folga nominal pistão-cilindro foi a maior disponível para os experimentos ($470\mu\text{m}$). As imperfeições inerentes do processo de fabricação dos componentes da bancada, resultaram em erros de cilindridade, circularidade e acabamento das superfícies do pistão e do cilindro que impossibi-

litaram a centralização do pistão para a folga nominal de $100\mu\text{m}$;

- Mesmo para a folga de $470\mu\text{m}$ na condição de alinhamento obtida, o aumento da pressão de alta do escoamento resultou em esforços nos componentes da seção de teste que tendiam a produzir pequenos deslinhamentos involuntários entre o pistão e o cilindro. De acordo com a análise estrutural apresentada no Capítulo 3, o conjunto do cilindro apresenta uma tendência maior de se deformar, mesmo não tendo sido levada em conta a flexibilidade das uniões entre as paltaformas e adaptadores que foram assumidas como rígidas nas simulações;
- Os perfis de pressão do escoamento da mistura óleo-refrigerante na folga em diversas condições, mostraram uma tendência similar aos dados disponíveis na literatura para tubos retos, no que diz respeito à queda de pressão mais acentuada nas proximidades da saída da folga em razão da aceleração do escoamento. No entanto, a taxa de desprendimento do refrigerante observada na folga foi muito baixa em razão da pequena queda de pressão do escoamento na folga, fato este que também resultou na pequena queda de temperatura do escoamento. A distribuição de pressão do escoamento também mostrou ser fortemente afetada pelo desalinhamento entre o pistão e o cilindro;
- O efeito da metaestabilidade do escoamento foi mais visível na folga de $470\mu\text{m}$, onde testes para o pistão alinhado mostraram que a partir do sub-resfriamento da mistura na saída do VAP, o desprendimento de gás na folga acontecia em regiões preferenciais da folga. Estrias que colapsavam em pequenas bolhas apareceram em alguns pontos no topo do pistão em detrimento da passagem de uma mistura totalmente monofásica em outras regiões. Na folga nominal de $107\mu\text{m}$, mesmo sem alinhamento entre o pistão e o cilindro, foi observado a formação de bolhas no meio da folga. O formato das bolhas tendia a ser esférico, achatado ou disforme e escoavam isoladas ou formando “trens” de bolhas que passavam pelos caminhos na folga que ofereciam menor resistência;
- Na comparação entre as propriedades do escoamento da mistura medidos no experimento para a condição de alinhamento e calculados pelo modelo de equilíbrio apresentado no Capítulo 5, ficou claro que a escolha da correlação para a viscosidade bifásica representa um papel crucial nos resultados, principalmente para o cálculo da vazão do escoamento pela folga. Como os testes na

bancada foram conduzidos de modo a admitir uma certa quantidade de gás na entrada da folga, que não pode ser medida, o título na entrada também foi um parâmetro de entrada do modelo, que teve que ser ajustado para fornecer os resultados que mais se aproximassem dos experimentos;

- Os perfis de pressão e de temperatura do escoamento calculados pelo modelo extrapolado para pressões maiores e folgas menores mostraram a ocorrência de uma liberação gradual de refrigerante no início do escoamento a partir da condição de saturação da mistura fixada na entrada da folga. Durante este período, a pressão apresentava uma queda constante e a temperatura permanecia inalterada (características de um escoamento predominantemente monofásico), até a fração de vazio do escoamento atingir aproximadamente 30%. Esta foi a fração crítica de gás necessária para exercer mudança significativa na densidade da mistura, suficiente para fazer com que o escoamento acelerasse em direção à base do pistão. As consequências foram a queda progressiva da pressão, a liberação de mais refrigerante da mistura e a diminuição da temperatura do escoamento;
- Dos vários mecanismos de transporte de energia térmica descritos na equação da conservação da energia do modelo de escoamento da mistura em equilíbrio, os mais importantes foram o de transporte advectivo na direção longitudinal, devido às velocidades do escoamento nesta direção, e de compressibilidade do gás à medida que a fração de vazio aumenta na saída da folga. Os mecanismos de difusão de calor e de massa tiveram uma contribuição bem menor para a variação da temperatura do escoamento;
- A inclusão dos termos transientes relacionados às velocidades axial e radial do pistão nas equações de Reynolds e da conservação da energia trouxe problemas de convergência na solução numérica do campo de pressão na região de cavitação do filme, onde a densidade do lubrificante está sujeita a grandes variações. Em razão destes termos serem geradores de não-linearidades no termo fonte da equação de Reynolds, a opção pela desconsideração destes termos facilitou consideravelmente a solução do problema, no entanto sem comprometer os resultados;
- O perfil térmico do filme lubrificante no modelo de lubrificação bifásica do pistão mostrou que a transferência de calor para o filme, motivada pela diferença de temperatura entre a parede do

cilindro e o filme, foi o principal mecanismo responsável pela variação da temperatura do filme. Além disso, a temperatura média do filme entrava em equilíbrio térmico com a parede do cilindro ainda nos instantes iniciais, devido à baixa inércia térmica do lubrificante na folga;

- A variação da temperatura do filme fez com que o topo do pistão se posicionasse mais distante da parede do cilindro ao longo da sua trajetória no último ciclo. O efeito de entrada do lubrificante pela saia do pistão, saturado de refrigerante a uma temperatura menor do que a temperatura do cilindro, provava a liberação súbita do refrigerante do filme durante os primeiros instantes no ciclo. À medida que a pressão no cilindro aumentava até um valor máximo, o gás liberado tendia a ser absorvido novamente pelo lubrificante. Durante a descida do pistão, a liberação do refrigerante que marcava a cavitação do filme acontecia no canal divergente formado pela inclinação do pistão na posição $\theta=10^\circ$, em razão do filme experimentar pressões abaixo da pressão de saturação do refrigerante na mistura;
- O efeito da variação da temperatura no filme também afetou a potência dissipada por causa do atrito viscoso. Uma queda de até 11% em comparação com os modelos de filme isotérmico foi observada. No caso do vazamento de refrigerante pela saia do pistão, a variação da temperatura do filme teve um efeito mais expressivo somente na quantidade de gás presente no vazamento. Como a maior parte do refrigerante que vazava se encontrava ainda solubilizado na mistura líquida, a variação da temperatura do filme acabou exercendo pouco impacto na quantidade total de vazamento de refrigerante pela folga. No entanto, a quantidade de gás absorvido pelo filme durante a compressão foi bastante afetada pela variação da temperatura do filme. Isso fez com que a razão entre as quantidades de refrigerante absorvido pelo filme e que vaza pela saia do pistão fosse quase o dobro em relação à determinada pelos modelos de filme isotérmico;
- Com relação ao modelo que trata do não-equilíbrio no crescimento de bolhas de gás na mistura óleo-refrigerante durante uma descompressão, observou-se que, no geral, três períodos estão presentes durante o processo de crescimento: um período inicial de crescimento lento, devido à ação resistiva da tensão interfacial na bolha, outro período intermediário de rápida expansão da bolha,

seguido por um terceiro período de estabilização do raio da bolha. Este comportamento é similar ao reportado por trabalhos na literatura que trataram do problema de crescimento de bolhas em outros sistemas bifásicos gás-líquido. Durante o processo de crescimento, a camada de líquido que envolve a bolha também aumentou de tamanho para comportar o deslocamento do líquido resultante da expansão da bolha;

- Durante todo período de crescimento da bolha, a tensão interfacial foi a força de oposição de maior representatividade. Ao mesmo tempo, a parcela de crescimento associada à expansão do gás na bolha mostrou ser predominante em relação à difusão molecular de refrigerante da mistura líquida para a bolha. Em razão do fluxo de refrigerante na interface da bolha, o perfil de concentração de refrigerante na camada de líquido apresentou grandes gradientes na região da interface nos instantes iniciais do crescimento. Deste momento em diante, o gradiente de concentração tende a diminuir à medida que a quantidade total de refrigerante disponível na camada de líquido se extingue gradualmente;
- A análise paramétrica do modelo de crescimento de bolha revelou que diversos parâmetros de entrada do modelo, tais como, os raios inicial da bolha e da camada de líquido, a concentração inicial de refrigerante, as pressões inicial e final na fase líquida, a taxa de descompressão e a temperatura do sistema bolha + camada de líquido contribuem em diferentes graus para a distribuição dos três períodos observados e também para o raio final e o tempo total de crescimento da bolha.

8.3 CONTRIBUIÇÕES CIENTÍFICAS E TECNOLÓGICAS DO TRABALHO

- *Desenvolvimento de novas técnicas experimentais aplicadas à caracterização de escoamentos em geometrias pouco exploradas:* Os desafios encontrados e superados na construção da bancada, que envolveram a medição da distribuição de pressão do escoamento em uma geometria como a da folga, e o controle do afastamento entre o pistão e o cilindro representaram um avanço nas técnicas de medição experimental que podem ser aperfeiçoadas para o uso em outros experimentos de mesma natureza.

- *Avanço no conhecimento fenomenológico de escoamentos com mudança de fase confinados em mini e micro-canais:* As medições experimentais das propriedades do escoamento e os dados obtidos a partir da visualização dos padrões de escoamento na folga, formam um novo conjunto de informações sobre a natureza do comportamento do escoamento bifásico de misturas em canais com pequeno diâmetro hidráulico.
- *Desenvolvimento de modelos numéricos fisicamente mais elaborados para o escoamento de misturas em geometrias complexas:* A partir das informações do escoamento da mistura obtidas experimentalmente na geometria da folga pistão-cilindro, o modelo de equilíbrio desenvolvido no Capítulo 5 contribuiu para avançar na análise dos vários mecanismos que descrevem o transporte das propriedades macroscópicas do escoamento da mistura diante das variações geométricas da folga.
- *Avanço no desenvolvimento de ferramentas numéricas para a análise do processo de lubrificação do pistão de compressores alternativos:* A inclusão dos aspectos térmicos do filme lubrificante nos modelos de lubrificação bifásica do pistão constituiu em um avanço inédito na concepção de novas ferramentas de análise que podem auxiliar no projeto do sistema de lubrificação do conjunto de mancais do compressor.
- *Avanço no entendimento de fenômenos relacionados à mudança de fase em misturas óleo-refrigerante fora do equilíbrio:* Apesar do modelo de crescimento de bolha em misturas óleo-refrigerante apresentado no Capítulo 7 ser de natureza fundamental, este representa o primeiro passo a partir do qual modelos mais elaborados de não-equilíbrio podem ser desenvolvidos. O potencial de aplicação se estende para todos os fenômenos que envolvem degaseificação na forma de bolhas no compressor ou nos outros componentes do sistema de refrigeração.

8.4 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Com base na experiência adquirida e nas dificuldades encontradas ao longo deste trabalho, algumas sugestões podem ser feitas para o desenvolvimento de trabalhos futuros:

- Medições adicionais das propriedades do escoamento da mistura

na folga para maiores diferenças de pressão entre o topo e a base do pistão e menores folgas precisam ser realizadas a partir de melhorias estruturais da bancada e da seção de teste. Tais melhorias devem ser dirigidas principalmente nos vasos e reservatórios de pressão, nas tubulações de entrada e de saída do escoamento na folga, e a utilização de tecnologias de fabricação que confirmem maior precisão dimensional nos componentes do conjunto pistão-cilindro;

- É importante para a caracterização experimental do escoamento que uma análise do perfil térmico do escoamento da mistura na folga seja feita. Está análise poderá ser útil para relacionar o desprendimento do refrigerante com a diminuição da temperatura do escoamento e a geometria da folga. Fica então como sugestão, a tentativa de utilização de algum método preferencialmente não-intrusivo (talvez termografia infravermelha) para medir o campo de temperatura do escoamento na folga;
- Na lubrificação do pistão, a transferência de calor não se resume somente à variação da temperatura do filme mas também à própria variação dimensional do filme devido às deformações térmicas sofridas pelas paredes do pistão e do cilindro. A sugestão é que os próximos modelos de lubrificação com transferência de calor a serem desenvolvidos incluam os efeitos das variações da espessura do filme que tenham origem térmica;
- Como mostrado na etapa de validação do modelo de equilíbrio apresentado no Capítulo 5, não foi possível determinar qual correlação para o cálculo da viscosidade bifásica foi a mais adequada para representar os resultados para a pressão e a vazão do escoamento, levando-se em conta todas as faixas de pressão e vazão obtidas experimentalmente. Sugere-se então que estudos empíricos sobre modelos de viscosidade bifásica sejam desenvolvidos especificamente para misturas óleo-refrigerante.
- O modelo de lubrificação do pistão com variação da temperatura do filme pode ser adaptado à modelagem das outras partes móveis do sistema para simular todos os mancais do compressor. É interessante, portanto, que trabalhos futuros sejam desenvolvidos considerando o efeito da transferência de calor entre os componentes do kit na performance da lubrificação;
- As dificuldades de convergência que surgiram na solução acoplada

dos campos de pressão e temperatura do filme no modelo de lubrificação bifásica do pistão, sugerem que melhorias na metodologia numérica sejam realizadas, principalmente na adoção de métodos numéricos específicos para solução de problemas altamente não-linearidades;

- A hipótese de descompressão isotérmica no modelo de crescimento de bolha na mistura óleo-refrigerante pode ser suprimida através de uma análise térmica do problema. A recomendação é, então, para que sejam desenvolvidos modelos que incluam o cálculo das variações da temperatura na camada de líquido e do gás na bolha;
- O modelo microscópico de crescimento de bolhas individuais pode ser acoplado à modelos macroscópicos, como o apresentado no Capítulo 5, para descrever a formação de conglomerados de bolhas no escoamento. O desenvolvimento destes modelos acoplados seria útil, por exemplo, para prever metaestabilidade de escoamentos com mudança de fase em diversas geometrias;
- Apesar do modelo fundamental de crescimento de bolhas ter apresentado consistência física, algumas questões relacionadas à sua aplicação nos fenômenos relacionados ao funcionamento do compressor se encontram em aberto. Dentre estas questões podem ser mencionadas a relação entre o raio de nucleação e as dimensões das folgas dos canais de lubrificação, e a real concentração de refrigerante no vários ambientes do compressor em que a formação de bolhas está presente. Sugere-se, então que estas questões sejam melhor exploradas em trabalhos futuros.
- Todas as análises feitas neste trabalho utilizaram a mistura HFC-134a e óleo éster, por ser uma mistura amplamente estudada e com uma grande quantidade de dados das propriedades disponíveis na literatura. No entanto, como o uso do HFC-134a está para ser banido em breve, recomenda-se que outras misturas, principalmente as formadas com refrigerantes naturais como o CO_2 e o Isobutano também sejam estudadas.

REFERÊNCIAS

- AKERS, W. W.; DEANS, H. A.; CROSSER, O. K. Condensation Heat Transfer within Horizontal Tubes. In: *Chemical Engineering Prog. Symposium*. [S.l.: s.n.], 1959. (55), p. 171–176.
- AMON, M.; DENSON, C. A Study of the Dynamics of Foam Growth: Analysis of the Growth of Closely Spaced Spherical Bubbles. *Polymer Engineering and Science*, v. 24, p. 1026–1034, 1984.
- ANDERSON, D. A.; TANEHILL, J. C.; PLETCHER, R. H. *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*. Washington: Hemisphere Publishing Co., 1984.
- AREFMANESH, A.; ADVANI, S. G. Diffusion-Induced Growth of a Gas Bubble in a Viscoelastic Fluid. *Rheologica Acta*, v. 30, p. 274–283, 1991.
- AREFMANESH, A.; ADVANI, S. G.; MICHAELIDES, E. E. An Accurate Numerical Solution for Mass Diffusion-Induced Bubble Growth in Viscous Liquids Containing Limited Dissolved Gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 35, p. 1711–1722, 1992.
- BANDARRA FILHO, E. P.; CHENG, L.; THOME, J. R. Flow Boiling Characteristics and Flow Pattern Visualization of Refrigerant/Lubricant Oil Mixtures. *International Journal of Refrigeration*, v. 32, p. 185–202, 2009.
- BARBOSA JR., J. R. *Operações e Escoamento Bifásico de Misturas de Fluido Refrigerante e Óleo Lubrificante Visando o Projeto de Compressores Herméticos*. [S.l.], 2004.
- BARBOSA JR., J. R.; LACERDA, V. T.; PRATA, A. T. Prediction of Pressure Drop in Refrigerant-Lubricant Oil Flows with High Contents of Oil and Refrigerant Outgassing in Small Diameter Tubes. *International Journal of Refrigeration*, v. 27, p. 129–139, 2004.
- BARBOSA JR., J. R.; THOMA, S. M.; MARCELINO NETO, M. A. Prediction of Refrigerant Absorption and Onset of Natural Convection in Lubricant Oil. *International Journal of Refrigeration*, v. 31, p. 1231–1240, 2008.

- BAUCCIO, M. *ASM Engineered Materials Reference Book*. Second. Metals Park, OH: [s.n.], 1994.
- BEATIE, D. R. H.; WHALLEY, P. B. A Simple Two-Phase Frictional Pressure Drop Calculation Method. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 8, p. 83–87, 1981.
- BECERRA, E. C. V. *Simulação de um Compressor Hermético Alternativo Operando em Regime Transiente*. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Pontifícia Universidade Católica (PUC-Rio), 2003.
- BEJAN, A. *Convection Heat Transfer*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1984.
- BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. *Transport Phenomena*. Second. New York: Wiley, 2002.
- BRENNEN, C. E. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford: Oxford, 1995.
- CAMERON, A. *The Principles of Lubrication*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1966.
- CAREY, V. P. *Liquid-Vapour Phase Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization Processes in Heat Transfer Equipment*. [S.l.]: Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- CASTRO, H. O. S. *Caracterização Experimental do Escoamento Bifásico com Formação de Espuma da Mistura Óleo-Refrigerante R134a ao longo de um Tubo Reto de Seção Constante*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira-SP, 2006.
- CASTRO, H. O. S.; GASCHÉ, J. L.; CONTI, W. P. Foam Flow of Oil-Refrigerant R134a Mixtures in a Small Diameter Tube. In: *Proceedings of the 10th International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue*. [S.l.: s.n.], 2004.
- CASTRO, H. O. S.; GASCHÉ, J. L.; PRATA, A. T. Pressure Drop Correlation for Oil-Refrigerant R134a Mixture Flashing Flow in a Small Diameter Tube. *International Journal of Refrigeration*, v. 32, p. 421–429, 2009.

CHANG, K. H.; PAN, C. Two-Phase Flow Instability for Boiling in a Microchannel Heat Sink. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 50, p. 2078–2088, 2007.

CHO, J. R.; MOON, S. J. A Numerical Analysis of the Interaction Between the Piston Oil Film and the Component Deformation in a Reciprocating Compressor. *Tribology International*, v. 38, p. 459–468, 2003.

CHUNG, P. M. Y.; KAWAJI, M. The Effect of Channel Diameter on Adiabatic Two-Phase Flow Characteristics in Microchannels. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 30, p. 735–761, 2004.

CICHITTI, A. et al. Two-Phase Cooling Experiments - Pressure Drop, Heat Transfer and Burnout Measurements. *Energia Nucleare*, v. 7, n. 6, p. 407–425, 1960.

COLEMAN, J. W.; KAUSE, P. E. Two Phase Pressure Losses of r134a in Microchannel Tube Headers with Large Free Flow Free Ratios. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 28, p. 123–130, 2004.

COLLIER, J. G.; THOME, J. R. *Convective Boiling and Condensation*. Third. [S.l.]: Oxford University Press, 1994.

CONDE, M. R. Estimation of Thermophysical Properties of Lubricating Oil and their Solution with Refrigerants: An Appraisal of Existing Methods. *Applied Thermal Engineering*, v. 16, n. 1, p. 51–61, 1996.

COUTO, P. R. C. *Análise de Mancais Radiais Hidrodinâmicos com Aplicação em Compressores Herméticos de Refrigeração*. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, 2006.

COUTO, P. R. C.; PRATA, A. T.; LILLE, D. E. B. Modeling and Simulating of a Pneumatic Piston Compressors for Reciprocating Hermetic Compressors. In: *Proceedings of the International Conference on Compressor and their Systems*. London, UK: [s.n.], 2005. p. 81–90.

DAVIDSON, W. F.; HARDIE, P. H.; HUMPHREYS, C. G. R. Studies of Heat Transmission through Boiler Tubing at Pressures from 500 to 3300 Pounds. *Transactions of ASME*, v. 65, p. 553–591, 1943.

DAVIS, J. R. *ASM Speciality Handbook - Carbon and Alloy Steels*. Metals Park, OH: ASM International, 1996.

DIAS, J. P. *Simulação Computacional do Escoamento Bifásico com Formação de Espuma da Mistura Óleo-Refrigerante R134a ao longo de um Tubo Reto de Seção Circular Constante*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira-SP, 2006.

DIAS, J. P.; GASCHE, J. L. Computational Simulation of the Oil-r134a Mixture Two-Phase Flow with Foam Formation in a Circular Cross Section Tube. In: *Proceedings of ECI: Interantional Conference on Boiling Heat Transfer*. Spoleto, Italy: [s.n.], 2006.

DIAS, J. P.; GASCHE, J. L. Analysis of mean viscosity correlations on numerical simulation of the oil/refrigerant r134a mixture two-phase flow in a small diameter tube. In: *5th European Thermal-Science Conference - Eurotherm*. Eindhoven, The Netherlands: [s.n.], 2008.

DOWSON, D. *Piston Assemblies: Background and Lubrication Analysis*. [S.l.]: Elsevier Science Publishers, 1993. 213-240 p. (Engine Tribology).

DUKLER, A. E.; WICKS, M.; CLEVELAND, R. G. Frictional Pressure Drop in Two-Phase Flow i. A Comparison of Existing Correlations for Pressure Loss and Holdup. *AIChE Journal*, v. 10, p. 38–43, 1964.

DURSUNKAYA, Z.; KERIBAR, R.; GANAPATHY, V. A Model of Piston Secondary Motion and Elastohydrodynamic Skirt Lubrication. *Transactions of the ASME - Journal of Tribology*, v. 116, p. 777–785, 1994.

FERNANDES, J. R. S. *Modelo Dinâmico da Lubrificação do Pistão em Compressores Alternativos*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, 1996.

FUKUTA, M. et al. Mixing and Separation Characteristics of Isobutane with Refrigeration Oil. *International Journal of Refrigeration*, v. 28, n. 7, p. 997–1005, 2005.

GARIMELLA, S.; COLEMAN, J. D. K. J. W. An Experimentally Validated Model for Two-Phase Pressure Drop in the Intermittent

Flow Regime for Circular Microchannels. *Transactions of ASME - Journal of Fluids Engineering*, v. 124, p. 205–214, 2002.

GARLAND, N. P.; HADFIELD, M. Tribological Analysis of Hydrocarbon Refrigerants Applied to the Hermetic Compressor. *Tribology*, v. 38, p. 732–739, 2005.

GASCHE, J. L. *Escoamento de Óleo e Refrigerante pela Folga Radial de Compressores Rotativos de Pistão Rolante*. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, 1996.

GESSNER, T. R.; BARBOSA JR., J. R. Modeling Absorption of Pure Refrigerants and Refrigerant Mixtures in Lubricant Oil. *International Journal of Refrigeration*, v. 29, p. 773–80, 2006.

GHIAASIAAN, S. M. *Two-Phase Flow, Boiling and Condensation in Conventional and Miniature Systems*. New York, USA: Cambridge University, 2008.

GOMMED, K.; ETSION, I. Parametric Study of the Dynamic Performance of Gas Lubricated Ringless Pistons. *Transactions of the ASME - Journal of Tribology*, v. 116, p. 63–69, 1994.

GOSNEY, W. B. *Principles of Refrigeration*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1982.

GRANDO, F. P. *Modelagem Computacional do Escoamento Bifásico com Formação de Espuma de uma Mistura de Óleo Lubrificante e Fluido Refrigerante em Dutos Retos*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, 2001.

GRANDO, F. P. *Modelo de Lubrificação Bifásica para o Pistão em Compressores Alternativos*. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, 2007.

GRANDO, F. P.; PRATA, A. T. Computational Modeling of Oil-Refrigerant Two-Phase Flow with Foam Formation in Straight Horizontal Pipes. In: *Proceedings of the 2nd HEFAT - International Conference in Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*. [S.l.: s.n.], 2003.

GRANDO, F. P.; PRIEST, M.; PRATA, A. T. Lubrication in Refrigeration Systems: Numerical Model for Piston Dynamics Considering Oil-Refrigerant Interaction. *Proceedings of the IEEE IMechE Part J: Journal of Engineering Tribology*, v. 220, p. 245–258, 2006.

GRANDO, F. P.; PRIEST, M.; PRATA, A. T. A Two-Phase Flow Approach to Cavitation Modeling in Journal Bearings. *Tribology Letters*, v. 21, n. 3, p. 233–244, 2006.

HAMROCK, B. J. *Fundamentals of Fluid Film Lubrication*. [S.l.]: McGraw-Hill New York, 1994.

HAYDUK, W.; MINHAS, B. S. Correlations for Prediction of Molecular Diffusivities in Liquids. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 60, p. 295–299, 1982.

HETSRONI, G. et al. Two-Phase Flow Patterns in Parallel Microchannels. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 29, p. 341–360, 2003.

INMETRO. *Guia para a Expressão da Incerteza de Medição*. Terceira edição brasileira. [S.l.], 2003.

ISBIN, H. S.; MOEN, R. H.; WICKEY, R. C. Two-Phase Steam-Water Pressure Drops. In: *Nuclear Science and Engineering Conference*. Chicago, USA: [s.n.], 1958.

JASSIM, E. W.; NEWELL, T. A. Prediction of Two-phase Pressure Drop and Void Fraction in Microchannels Using Probabilistic Flow Regime Mapping. *Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 49, p. 2446–2457, 2006.

JONSSON, U. J. Lubrication of Rolling Element Bearings with HFC-Polyolester Mixtures. *Wear: An International Journal on the Science and Technology of Friction Lubrication and Wear*, v. 232, n. 2, p. 185–191, 1999.

JOSHI, K. et al. Prediction of Cellular Structure in Free Expansion of Viscoelastic Media. *Journal of Applied Polymer Science*, v. 67, p. 1353–1368, 1998.

KANDLIKAR, S. G. Fundamental Issues Related to Flow Boiling in Minichannels and Microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Sciences*, v. 26, p. 389–407, 2002.

KAWAHARA, A.; CHUNG, P. M.-Y.; KAWAJI, M. Investigation of Two-Phase Flow Pattern, Void Fraction and Pressure Drop in a Microchannel. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 28, p. 1411–1435, 2002.

LACERDA, V. T. *Caracterização Experimental do Escoamento Bifásico de uma Mistura Óleo e Refrigerante em Dutos de Pequeno Diâmetro*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 2000.

LACERDA, V. T.; PRATA, A. T.; FAGOTTI, F. Experimental Characterization of Oil-Refrigerant Two-Phase Flow. *Proceedings of ASME - Advanced Energy System Division*, v. 140, p. 101–109, 2000.

LAHEY JR., R. T.; DREW, D. A. The Current State of the Art in Modeling of Vapor/Liquid Two-Phase Flows. In: *ASME - Winter Annual Meeting*. Dallas, USA: [s.n.], 1990. p. 1–8.

MARCELINO NETO, M. A.; BARBOSA JR., J. R. Solubility, Density and Viscosity of a Mixture of R-600a and Polyol Ester Oil. *International Journal of Refrigeration*, v. 31, p. 34–44, 2008.

MARCELINO NETO, M. A.; BARBOSA JR., J. R. Solubility, Density and Viscosity of Mixtures of Isobutane (R-600a) and a Linear Alkylbenzene Lubricant Oil. *Fluid Phase Equilibria*, v. 292, p. 7–12, 2010.

MARCELINO NETO, M. A.; BARBOSA JR., J. R. Absorption of Isobutane (R-600a) in Lubricant Oil. *Chemical Engineering Science*, v. 66, p. 1906–1915, 2011.

MCLINDEN, M. O.; KLEIN, S. A.; PESKIN, E. W. L. A. P. *Thermodynamic and Transport Properties of Refrigerants and Refrigerants Mixtures (REFPROP 7.0)*. [S.l.], 1998.

MERMOND, Y.; FEIDT, M.; MARVILLET, C. Propriétés Thermodynamiques et Physiques de Mélanges de Fluides Frigorigènes et d'huiles. *International Journal of Refrigeration*, v. 22, p. 569–579, 1999.

MISHIMA, K.; HIBIKI, T. Some Characteristics of Air-Water Two-Phase Flow in Small Diameter Vertical Tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 22, n. 4, p. 703–712, 1996.

MOTTA, S. Y. et al. Misturas Refrigerante-Óleo Lubrificante: Propriedades Termodinâmicas. *Revista de Ciência e Engenharia*, v. 9, n. 1, p. 52–61, 2000.

NAKASHIMA, K.; YAJIMA, Y.; SUZUKI, K. Approach to Minimization of Piston Slap Force for Noise Reduction - Investigations of Piston Slap Force by Numerical Simulation. *JASE Review*, v. 20, p. 211–216, 1999.

PATANKAR, S. V. *Numerical Heat and Fluid Flow*. [S.l.]: Hemisphere Publishing Corporation, 1980. 197 p.

PELES, Y. P.; HABER, S. A Steady State, One Dimensional Model for Boiling Two-Phase Flow in Triangular Micro-Channel. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, p. 1095–1115, 2000.

PENG, X. F.; HU, H. Y.; WANG, B. X. Boiling Nucleation During Liquid Flow in Microchannels. *International Journal of Heat and Mass*, v. 41, n. 1, p. 101–106, 1998.

PIZARRO, R. A. *Influência do Óleo Lubrificante na Transferência de Calor em um Compressor Hermético Alternativo*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 2007.

POIATE JR., E. *Escoamento Bifásico da Mistura Óleo Mineral-Refrigerante R12 ao longo de um Tubo Reto de Seção Circular Constante*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual Paulista, Ilah Solteira-SP, 2001.

POIATE JR., E.; GASCHE, J. L. Foam Flow of Oil-Refrigerant R12 Mixture in a Small Diameter Tube. *Journal of Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 28, n. 4, p. 391–399, 2006.

POLING, B. E.; PRAUSNITZ, J. M.; O'CONNELL, J. P. *The Properties of Gases and Liquids*. Fifth edition. [S.l.]: McGraw-Hill, 2004.

PRATA, A. T.; BARBOSA JR., J. R. Role of Thermodynamics, Heat Transfer and Fluid Mechanics of Lubricant Oil in Hermetic Reciprocating Compressors. In: *6th HEFAT - International Conference in Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*. Pretoria, South Africa: [s.n.], 2008. p. 68.

PRATA, A. T.; FERNANDES, J. R. S.; FAGOTTI, F. Dynamic Analysis of Piston Secondary Motion for Small Reciprocating Compressors. *Transactions of the ASME - Journal of Tribology*, v. 122, p. 752–760, 2000.

PROUSSEVITCH, A. A.; SAHAGIAN, D. Dynamics and Energetics of Bubble Growth in Magmas: Analytical Formulation and Numerical Modelling. *Journal of Geophysical Research*, v. 103, p. 18223–18251, 1998.

PROUSSEVITCH, A. A.; SAHAGIAN, D. L. Dynamics of Coupled Diffusive and Decompressive Bubble Growth in Magmatic Systems. *Journal of Geophysical Research*, v. 101, p. 17447–7455, 1996.

PROUSSEVITCH, A. A.; SAHAGIAN, D. L.; ANDERSON, A. T. Dynamics of Diffusive Bubble Growth in Magmas: Isothermal Case. *Journal of Geophysical Research*, v. 98, p. 22283–22307, 1993.

REVELLIN, R.; THOME, J. R. Adiabatic Two-Phase Frictional Pressure Drops in Microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Sciences*, v. 31, p. 673–685, 2007.

RIGOLA, J.; PÉREZ-SEGARRA, C. D.; OLIVA, A. Numerical Simulation of the Leakage Through the Radial Clearance Between Piston and Cylinder in Hermetic Reciprocating Compressors. In: *Proceedings of the International Conference on Compressor and their Systems*. London, UK: [s.n.], 2003. p. 313–321.

SAHAGIAN, D. L.; PROUSSEVITCH, A. A. Thermal Effects of Magma Degassing. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, v. 79, p. 19–38, 1996.

SCHMIDT, J.; FRIEDEL, L. Two-Phase Pressure Drop across Sudden Contractions in Duct Areas. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 23, n. 2, p. 283–299, 1997.

SCRIVEN, L. E. On the Dynamics of Phase Growth. *Chemical Engineering Science*, v. 10, p. 1–13, 1959.

SEIXLACK, A. L. *Modelagem do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares*. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1996.

SEIXLACK, A. L.; PRATA, A. T. Analysis of Thermal Effects in Journal Bearings Considering the Heat Transfer Between Bearing and Oil Film. In: *Proceedings of the XI Brazilian Congress of Mechanical Engineering*. [S.l.: s.n.], 1993. v. 3, p. 1771–1774.

SERIZAWA, A.; FENG, Z.; KAWARA, Z. Two-Phase Flow in Microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 26, p. 703–714, 2002.

SILVA, A. *Cinemática e Dinâmica do Processo de Absorção de Gás Refrigerante em Óleo Lubrificante*. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, 2004.

SPROW, F. B.; PRAUSNITZ, J. M. Surface Tension of Simple Liquid Mixtures. *Transactions of Faraday Society*, v. 62, p. 1105–1111, 1966.

STREET, J. R.; FRICKE, A. L.; REISS, L. P. Dynamics of Phase Growth in Viscous, Non-Newtonian Liquids - Initial Stages of Growth. *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, v. 10, n. 1, p. 54–64, 1971.

TAKIGAWA, K.; SANDLER, S. I.; YOKOZEKI, A. Solubility and Viscosity of Refrigerant/Lubricant Mixtures: Hydrofluorcarbon/Alkilbenzene Systems. *International Journal of Refrigeration*, v. 25, n. 8, p. 1014–1024, 2002.

TESSER, R. et al. Vapour-Liquid Equilibrium Measurements for Binary Mixtures of R32, R143a, R134a and R125 with a Perfluoropolyether Lubricant. *Journal of Fluorine Chemistry*, v. 121, n. 1, p. 15–22, 2003.

TRIPLETT, K. A. et al. Gas-Liquid Two-Phase Flow in Microchannel Part I: Two-Phase Flow Patterns. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 25, p. 377–394, 1999.

TRIPLETT, K. A. et al. Gas-Liquid Two-Phase Flow in Microchannel Part II: Void Fraction and Pressure Drop. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 25, p. 395–410, 1999.

USSYK, M. S. *Simulação Numérica do Desempenho de Compressores Herméticos Alternativos*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 1984.

WISBECK, H. J. *Uma Nova Metodologia de Solução para Sistemas de Mancais Radiais em Carregamento Dinâmico Incluindo Atrito Sólido e Desgaste*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) — Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, 2000.

XU, J. Experimental Study on Gas-Liquid Two-Phase Flow in Rectangular Channels with Mini Gaps. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 20, p. 422–428, 1999.

YOKOZEKI, A. Solubility Correlation and Phase Behaviors of Carbon Dioxide and Lubricant Oil Mixtures. *Applied Energy*, v. 84, p. 150–175, 2007.

ZHELEZNY, V. P. et al. An Experimental Investigation and Modelling of the Viscosity Refrigerant/Oil Solutions. *International Journal of Refrigeration*, v. 32, p. 1389–1395, 2009.

ZHU, D. et al. A Numerical Analysis for Piston Skirts in Mixed Lubrication - Part I: Basic Modeling. *Transactions of the ASME - Journal of Tribology*, v. 114, p. 553–562, 1992.

ZHU, D. et al. A Numerical Analysis for Piston Skirts in Mixed Lubrication - Part II: Deformation Considerations. *Transactions of the ASME - Journal of Tribology*, v. 115, p. 125–133, 1993.

APÊNDICE A – Propriedades da Mistura Óleo Refrigerante

Algumas das propriedades da mistura óleo éster EMKARATE RL10H e refrigerante HFC-134a referidas neste apêndice (solubilidade, densidade, viscosidade e entalpia específica das fases líquida e vapor) foram utilizadas por Lacerda (2000) e Grando (2001). Outras propriedades como a entalpia, calor específico a pressão constante, condutividade térmica, tensão superficial da mistura e o coeficiente de difusão de massa do refrigerante no óleo foram obtidas pelo próprio autor a partir de correlações da literatura. As propriedades do refrigerante puro (fases líquida e vapor) foram calculadas a partir das sub-rotinas do banco de dados REFPROP 7.0 fornecido por McLinden, Klein e Peskin (1998).

A.1 SOLUBILIDADE

A correlação para o cálculo da solubilidade do refrigerante HFC-134a no óleo sintético EMKARATE RL10H em função da pressão e da temperatura da mistura é dada por:

$$w_{sat} = \frac{a_1 + b_1 p + c_1 T + d_1 p^2 + e_1 T^2 + f_1 T p}{a_2 + b_2 p + c_2 T + d_2 p^2 + e_2 T^2 + f_2 T p} \quad (\text{A.1})$$

onde w_{sat} é dada em [%], p em [kPa] e T em [°C]. Os valores dos coeficientes da Eq. A.1 são:

| | |
|---------------------|------------------------------------|
| $a_1 = 0,68247268$ | $a_2 = 1,0$ |
| $b_1 = 0,0700619$ | $b_2 = -0,00313147$ |
| $c_1 = 0,06991081$ | $c_2 = 0,05031545$ |
| $d_1 = -0,00012087$ | $d_2 = 1,05413714 \times 10^{-6}$ |
| $e_1 = -0,00171566$ | $e_2 = 0,00136449$ |
| $f_1 = 0,00241240$ | $f_2 = -6,40745705 \times 10^{-5}$ |

Os intervalos de aplicação da Eq. A.1 vão de $0 < p < 1500 \text{ kPa}$ e $0 < T < 100^\circ\text{C}$.

A.2 DENSIDADE DA FASE LÍQUIDA

A densidade da mistura líquida de óleo e refrigerante em [kg/m^3] é dada pela seguinte correlação:

$$\rho_l = \frac{\rho_{oleo}}{1 + w_r \left(\frac{\rho_{oleo}}{\rho_{rl}} - 1 \right)} \quad (\text{A.2})$$

onde w_r é a concentração de refrigerante na mistura em [%], ρ_{rl} é a densidade do refrigerante líquido em [kg/m^3] e ρ_{rl} é a densidade do óleo, também em [kg/m^3], calculada por,

$$\rho_{oleo} = 966,43636 - 0,57391608T - 0,00024475524T^2 \quad (\text{A.3})$$

onde T é dada em [°C]. A densidade do óleo foi ajustada para valores de temperatura de $20 < T < 120^\circ\text{C}$.

A.3 VISCOSIDADE DA FASE LÍQUIDA

A viscosidade cinemática da mistura líquida em [cSt] em função da concentração de refrigerante em [%] e da temperatura da mistura em [°C] é calculada a partir da correlação:

$$\nu_l = \frac{a_1 + b_1T + c_1w_r + d_1T^2 + e_1w_r^2 + f_1Tw_r}{a_2 + b_2T + c_2w_r + d_2T^2 + e_2w_r^2 + f_2Tw_r} \quad (\text{A.4})$$

onde os coeficientes são:

| | |
|------------------------------------|-----------------------------------|
| $a_1 = 38,31853120$ | $a_2 = 1,0$ |
| $b_1 = 0,03581164$ | $b_2 = 0,05188487$ |
| $c_1 = -0,55465145$ | $c_2 = 0,02747679$ |
| $d_1 = -6,02449153 \times 10^{-5}$ | $d_2 = 9,61400978 \times 10^{-4}$ |
| $e_1 = 7,67717272 \times 10^{-4}$ | $e_2 = 4,40945724 \times 10^{-4}$ |
| $f_1 = -2,82836964 \times 10^{-4}$ | $f_2 = 1,10699073 \times 10^{-3}$ |

A partir da viscosidade cinemática, a viscosidade dinâmica da mistura, em [Pa.s], é então calculada por,

$$\mu_l = \nu_l \rho_l \times 10^{-6} \quad (\text{A.5})$$

As faixas de temperatura e concentração de refrigerante consideradas para a Eq. A.4 são $0 < T < 100^\circ\text{C}$ e $0 < w_r < 50\%$, respectivamente.

A.4 ENTALPIA ESPECÍFICA DO ÓLEO

Para a entalpia específica do óleo, Motta et al. (2000) sugeriram a seguinte correlação genérica aplicada para óleos sintéticos poliol éster, em função da temperatura em [°C]:

$$i_{oleo} = 2411, 5968T + 1, 1304T^2 + 200 \times 10^3 \quad (\text{A.6})$$

onde a unidade da entalpia do óleo é de [J/kg].

A.5 CALOR ESPECÍFICO A PRESSÃO CONSTANTE DA FASE LÍQUIDA

Também utilizando a hipótese de mistura ideal (MOTTA et al., 2000), o calor específico a pressão constante da mistura líquida pode ser calculado de maneira análoga à usada para calcular a entalpia específica,

$$c_{p,l} = (1 - w_r) c_{p,oleo} + w_r c_{p,rl} \quad (\text{A.7})$$

onde w_r é dado em kg_{ref}/kg_{mist} . O calor específico do óleo também é sugerido por Motta et al. (2000),

$$c_{p,oleo} = 2411, 5968 + 2, 260872T \quad (\text{A.8})$$

onde a temperatura do óleo é dada em [°C].

A.6 CONDUTIVIDADE TÉRMICA DA FASE LÍQUIDA

Conde (1996) sugere que a condutividade térmica de uma mistura óleo-refrigerante pode ser estimada adequadamente através da equação de Filipov em função das condutividades térmicas do óleo e do refrigerante, e da concentração de refrigerante na mistura em $[kg_{ref}/kg_{mist}]$,

$$\begin{aligned} k_l &= k_{rl} w_r + k_{oleo} (1 - w_r) \\ &- 0, 72 (1 - w_r) w_r (k_{oleo} - k_{rl}) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

A condutividade térmica do óleo puro em $[W/m.K]$ também foi sugerida por Conde (1996) através de,

$$k_{oleo} = \frac{1,5}{M^{1/2}} \frac{3 + 20 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{2/3}}{3 + 20 \left(1 - \frac{T_b}{T_c}\right)^{2/3}} \quad (A.10)$$

onde M é a massa molecular do óleo lubrificante em $[kg/kmol]$, T é a temperatura, T_b é a temperatura do ponto de bolha e T_c é a temperatura crítica, todas em unidades absolutas $[K]$. De acordo com os dados da EMBRACO S.A. a massa molecular do óleo éster EMKARATE RL 10H é 400 kg/kmol.

As temperaturas T_b e T_c são calculadas através da solução do seguinte sistema de equações algébricas não-lineares:

$$T_c = 15,2762S^{0,2985}T_b^{0,62164} \quad (A.11)$$

$$\begin{aligned} T_c &= 189,8 + 450,6S + (0,4244 + 0,1174S)T_b \\ &+ (0,1441 - 1,0069S) \frac{10^5}{T_b} \end{aligned} \quad (A.12)$$

onde o parâmetro S é definido como sendo a razão entre as densidade do óleo e da água líquida pura, ambos a 15,56°C. A densidade da água líquida pura nesta temperatura é 999,0 kg/m³.

A.7 TENSÃO SUPERFICIAL DA MISTURA

Para a determinação da tensão superficial na interface gás-líquido de soluções binárias de fluidos não polares, ou apenas levemente não-polares, Conde (1996) recomenda a utilização de uma versão simplificada da correlação proposta por Sprow e Prausnitz (1966),

$$\begin{aligned} \sigma_l &= (1 - \psi_{r,i}) \sigma_{oleo} + \psi_{r,i} \sigma_{rl} \\ &- \frac{A}{2RT} (\sigma_{oleo} - \sigma_{rl})^2 \phi_{r,i} (1 - \psi_{r,i}) \end{aligned} \quad (A.13)$$

onde σ_{oleo} e σ_{rl} são as tensões superficiais do óleo, e do refrigerante

líquido em $[N/m]$, $\psi_{r,i}$ é a fração molar do refrigerante na interface gás-líquido em $[kmol_{ref}/kmol_{mist}]$, T é a temperatura absoluta da mistura em $[K]$, R é a constante universal dos gases (**8314, 1J/kmol.K**) e A é área molar parcial em $[m^2/kmol]$, aproximada por,

$$A = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{M_r}{\rho_{rl}} \right)^{2/3} + \left(\frac{M_{oleo}}{\rho_{oleo}} \right)^{2/3} \right] N_0^{1/3} \quad (A.14)$$

onde M_r e M_{oleo} são as massas moleculares do refrigerante e do óleo em $[kg/kmol]$, N_0 é o número de Avogadro (**$6,023 \times 10^{26} kmol^{-1}$**) e as densidades do óleo e do refrigerante estão em $[kg/m^3]$.

A.8 COEFICIENTE DE DIFUSÃO DE MASSA DO REFRIGERANTE NO ÓLEO

Para o cálculo do coeficiente de difusão de massa do refrigerante no óleo, é utilizada a correlação proposta por Hayduk e Minhas (1982) para soluções binárias não-aquosas infinitamente diluídas, onde supõe-se que cada molécula do soluto é cercada somente por moléculas do solvente puro. Apesar das concentrações de refrigerante consideradas neste trabalho serem de tal magnitude que impedem a mistura de ser classificada como infinitamente diluída, Poling, Prausnitz e O'Connell (2004) sugere que, para propósitos de engenharia, a correlação de Hayduk e Minhas (1982) pode ser usada para soluções com concentração de soluto entre 5 e 10% na base molar. A correlação é dada por,

$$D_{or} = 1,55 \times 10^{-8} \frac{\tilde{v}_{oleo}^{0,27} T^{1,29} \sigma_{oleo}^{0,125}}{\tilde{v}_{rl}^{0,42} \mu_{oleo}^{0,92} \sigma_{rl}^{0,105}} \quad (A.15)$$

onde D_{or} é o coeficiente de difusão de massa em $[cm^2/s]$, \tilde{v}_{oleo} e \tilde{v}_{rl} são os volumes específicos molares do óleo e do refrigerante líquido em $[cm^3/mol]$, calculados a partir das suas respectivas temperaturas de ponto de bolha, T é a temperatura absoluta da mistura, μ_{oleo} é a viscosidade dinâmica do óleo em $[cP]$, e σ_{oleo} e σ_{oleo} são as tensões superficiais do óleo e do refrigerante em $[dyn/cm]$ em suas respectivas temperaturas de ponto de bolha.

**APÊNDICE B – Dimensionamento dos Parâmetros
Geométricos da Seção de Teste**

Neste Apêndice são definidas as dimensões dos principais parâmetros da seção de teste: o comprimento do pistão, o diâmetro do cilindro e a espessura da folga radial entre o pistão e o cilindro. A intenção inicial é a de manter os valores de tais parâmetros o mais próximo dos valores típicos encontrados nos compressores alternativos reais, porém, alguns aspectos de ordem construtiva impedem que isso seja feito. Por isso, para que a construção e operação da bancada sejam viáveis, adotam-se algumas considerações para o dimensionamento dos parâmetros da seção de teste que serão mostradas a seguir.

B.1 COMPRIMENTO DO PISTÃO E DIÂMETRO DO CILINDRO

As dimensões típicas do pistão e do cilindro de compressor alternativos de pequena capacidade giram em torno de 20 mm para o comprimento do pistão, e de 19 a 26 mm para o diâmetro do cilindro, dependendo do modelo, capacidade, aplicação e do par óleo-refrigerante utilizado. O dimensionamento do pistão e do cilindro para a seção de teste da bancada procura levar em conta a proximidade as dimensões dos compressores reais mas, acima de tudo, devem ser escolhidas de maneira que não impliquem em dificuldades de fabricação e na operação da bancada. Pistões com comprimento demasiadamente grande fogem do foco original proposto, apesar de favorecer a visualização do desprendimento do refrigerante ao longo da folga. Por essa razão, o comprimento selecionado para o pistão da seção de teste é apenas 20% maior do que do que o comprimento real, ou seja, 24 mm.

Para determinação do diâmetro do cilindro, a base foi o diâmetro da haste que sustenta o pistão que foi selecionado para minimizar as deformações do conjunto do pistão causadas pelo desbalanço de forças do escoamento (análise apresentada no Capítulo 3). O diâmetro do cilindro da seção de teste foi então firmado em 35 mm e com isso, o diâmetro do pistão é determinado a partir da espessura de folga desejada. Um procedimento simplificado para determinação da espessura da folga é mostrado a seguir.

B.2 DIMENSÃO DA FOLGA RADIAL ENTRE O PISTÃO E O CILINDRO

Para a folga nominal pistão-cilindro, as dimensões variam de 5 a $10\mu\text{m}$ na maioria dos compressores alternativos com aplicação em

refrigeração doméstica. Como se deseja obter controle da espessura da folga na bancada, valores tão pequenos são inviáveis do ponto de vista da precisão e da qualidade do acabamento superficial que se pode atingir para as superfícies do pistão e do cilindro com técnicas de usinagem e retificação convencionais. Por isso, a opção mais prática que resta é trabalhar com folgas várias vezes maiores de modo que as incertezas geradas pelas imperfeições geométricas oriundas do processo de fabricação sejam consideravelmente menores do que o valor da folga.

O dimensionamento da folga é obtido a partir das dimensões do pistão e do cilindro definidas anteriormente e também levando em conta as condições de operação da bancada que interferem na quantidade de refrigerante que se desprende da mistura ao longo da folga. Para os propósitos da bancada, esta quantidade deve ser suficiente grande para promover uma interação clara entre as fases que se manifeste tanto visualmente como através das propriedades do escoamento a serem medidas.

A quantidade de vapor disperso na mistura na saída da folga pode ser estimada a partir de um cálculo simplificado da pressão de saída do escoamento. Aproximando a geometria da folga pistão-cilindro como sendo duas placas planas paralelas e também assumindo que a queda de pressão do escoamento é resultado unicamente do atrito com as paredes do canal e que a temperatura ao longo escoamento permanece uniforme, a pressão de saída do escoamento pode ser dada pela seguinte relação (BEJAN, 1984),

$$p_{sa} = p_{en} - \frac{12\mu\dot{m}L_{pis}}{\pi D_c \rho c^3} \quad (B.1)$$

onde p_{en} é a pressão do escoamento na entrada da folga, μ é a viscosidade e ρ é a densidade da mistura calculadas com a pressão na entrada e a temperatura da mistura no estado de saturação (equilíbrio), \dot{m} é a vazão pela folga, L_{pis} é o comprimento do pistão, D_{cil} é o diâmetro do cilindro e c é a folga nominal entre o pistão e cilindro.

Com a pressão na saída da folga, o título mássico da mistura na saída pode ser determinado a partir da concentração de equilíbrio de refrigerante na mistura, $w_{sat}(p, T)$, tanto na entrada como na saída da folga como sendo,

$$x_{sa} = \frac{w_{sat}(p_{en}, T) - w_{sat}(p_{sa}, T)}{1 - w_{sat}(p_{sa}, T)} \quad (B.2)$$

A fração de vazio do escoamento na saída, que quantifica a o volume de gás em relação ao volume total de mistura presente na saída

da folga, é então calculado a partir da hipótese de que as fases líquida e vapor escoam a mesma velocidade como,

$$\alpha_{sa} = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{1}{x_{sa}} - 1 \right) \frac{\rho_v(p_{sa}, T)}{\rho_l(p_{sa}, T)} \right]} \quad (\text{B.3})$$

onde ρ_l e ρ_v são, respectivamente, as densidades da fase líquida (composta por óleo + refrigerante líquido em equilíbrio) e da fase vapor. Tais propriedades das fases, assim como a viscosidade da mistura e a concentração de equilíbrio (solubilidade) são calculadas por correlações apresentadas no Apêndice A.

Vale ressaltar também que a sequência de cálculos mostrada acima é somente uma estimativa para o cálculo da fração de vazio do escoamento na saída da folga. Na prática, esta aproximação sub-estima a quantidade de vapor presente na saída da folga, pois a medida que a quantidade da fase vapor aumenta ao longo do escoamento, os efeitos de inércia passam a ter importância na queda de pressão. Isso faz com que a pressão na saída do escoamento caia ainda mais, resultando em uma quantidade maior de vapor que atinge a saída da folga.

Os dados de pressão do escoamento e de fração de vazio estimados na saída folga para diversas condições de pressão na entrada e vazão estão apresentados em função da espessura da folga nas tabelas 23-28 para misturas mantidas a temperaturas de 20 a 30°C na entrada da folga. Estes dados são úteis porque correlacionam a quantidade de gás que se desprende da mistura na saída da folga com as condições de operação da bancada e os parâmetros geométricos da seção de teste. As condições de operação são definidas pelas faixas de pressão, temperatura e vazão de trabalho da bancada. A vazão do escoamento é vinculada à diferença entre as pressões que podem ser ajustadas no VAP e no VBP, no entanto, as pressões nestes vasos ficam limitadas pelas pressões que se podem atingir nos reservatórios auxiliares. No caso do RAP, a máxima pressão de trabalho é a pressão de saturação do refrigerante para a temperatura ambiente da sala, que pode ser controlada até 25°C, fornecendo uma pressão de cerca de 6,5bar. Já para o RBP, o limite inferior de pressão é a mínima pressão de sucção que o compressor auxiliar da bancada consegue atingir, ou seja, aproximadamente 0,5 bar para poder manter a pressão neste reservatório sempre menor do que a pressão no VBP.

As tabelas mostram as propriedades do escoamento estimados na saída para uma faixa de folgas que vai de 75 a 500 μm , e condições do escoamento que consideram a vazões de 50, 150 e 300 kg/h, pressões

na entrada da folga de 2 e 5bar e temperaturas da mistura de 20, 25 e 30°C. Como era de se esperar, folgas de menor dimensão tendem a provocar maiores quedas de pressão na folga e, conseqüentemente, maiores porções de gás desprendido do escoamento na saída da folga. Alguns pontos, principalmente os que envolviam folgas menores, não puderam ter a pressão e a fração de vazio na saída determinadas, porque geraram quedas de pressão tão altas que resultaram em escoamento virtualmente bloqueado com pressões negativa calculadas na saída do escoamento. O aumento da temperatura do escoamento tem efeito na diminuição da queda de pressão e na fração de vazio na saída por causa do aumento da viscosidade do óleo.

Tabela 23 – Pressão na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais (T=20°C).

| <i>c</i> [μ m] | <i>p_{sa}</i> [bar] | | | | | |
|---------------------|-----------------------------|------|-----------------------------|------|-----------------------------|------|
| | <i>m</i> = 50kg/h | | <i>m</i> = 150kg/h | | <i>m</i> = 300kg/h | |
| | <i>p_{en}</i> [bar] | | <i>p_{en}</i> [bar] | | <i>p_{en}</i> [bar] | |
| | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar |
| 75 | - | 3,05 | - | - | - | - |
| 100 | - | 4,18 | - | 2,53 | - | - |
| 150 | 0,81 | 4,76 | - | 4,27 | - | 3,54 |
| 200 | 1,50 | 4,90 | 0,50 | 4,69 | - | 4,38 |
| 250 | 1,74 | 4,95 | 1,23 | 4,84 | 0,46 | 4,68 |
| 300 | 1,85 | 4,97 | 1,55 | 4,91 | 1,11 | 4,82 |
| 350 | 1,91 | 4,98 | 1,72 | 4,94 | 1,44 | 4,88 |
| 400 | 1,94 | 4,99 | 1,81 | 4,96 | 1,62 | 4,92 |
| 450 | 1,96 | 4,99 | 1,87 | 4,97 | 1,74 | 4,95 |
| 500 | 1,97 | 4,99 | 1,90 | 4,98 | 1,81 | 4,96 |

Os dados das tabelas mostram que para determinados valores de folga, a bancada deve operar em certas condições para a taxa de desprendimento de refrigerante na saída do escoamento pela folga seja sempre alta. Isso significa que a bancada deve operar sempre que possível nas condições de mínimas pressões e temperatura na entrada, e de máxima vazão para que tal objetivo seja atingido. Como não há informações sobre a quantidade de gás que precisa se desprender da mistura para que hajam mudanças significativas no padrão do escoamento neste tipo de geometria, a bancada realiza testes com folgas radiais entre 500 e 100 μ m, sempre utilizando os dados da tabelas 23-28 como um guia para as condições de operação a serem utilizadas para cada folga. Na seção de teste, as folgas são obtidas a partir do uso de pistões de diâmetro diferente (já que o diâmetro do cilindro é fixo),

Tabela 24 – Pressão na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais ($T=25^{\circ}\text{C}$).

| $c[\mu\text{m}]$ | $p_{sa}[\text{bar}]$ | | | | | |
|------------------|---------------------------|------|----------------------------|------|----------------------------|------|
| | $\dot{m} = 50\text{kg/h}$ | | $\dot{m} = 150\text{kg/h}$ | | $\dot{m} = 300\text{kg/h}$ | |
| | $p_{en}[\text{bar}]$ | | $p_{en}[\text{bar}]$ | | $p_{en}[\text{bar}]$ | |
| | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar |
| 75 | - | 1,72 | - | - | - | - |
| 100 | - | 3,62 | - | 0,85 | - | - |
| 150 | 0,93 | 4,59 | - | 3,77 | - | 2,54 |
| 200 | 1,55 | 4,83 | 0,64 | 4,48 | - | 3,96 |
| 250 | 1,77 | 4,91 | 1,31 | 4,73 | 0,61 | 4,47 |
| 300 | 1,87 | 4,95 | 1,60 | 4,85 | 1,20 | 4,69 |
| 350 | 1,92 | 4,97 | 1,75 | 4,90 | 1,49 | 4,81 |
| 400 | 1,94 | 4,98 | 1,83 | 4,94 | 1,66 | 4,87 |
| 450 | 1,96 | 4,98 | 1,88 | 4,95 | 1,76 | 4,91 |
| 500 | 1,97 | 4,99 | 1,91 | 4,97 | 1,83 | 4,93 |

Tabela 25 – Pressão na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais ($T=30^{\circ}\text{C}$).

| $c[\mu\text{m}]$ | $p_{sa}[\text{bar}]$ | | | | | |
|------------------|---------------------------|------|----------------------------|------|----------------------------|------|
| | $\dot{m} = 50\text{kg/h}$ | | $\dot{m} = 150\text{kg/h}$ | | $\dot{m} = 300\text{kg/h}$ | |
| | $p_{en}[\text{bar}]$ | | $p_{en}[\text{bar}]$ | | $p_{en}[\text{bar}]$ | |
| | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar |
| 75 | - | 1,12 | - | - | - | - |
| 100 | - | 3,36 | - | - | - | - |
| 150 | 1,04 | 4,52 | - | 3,55 | - | 2,09 |
| 200 | 1,59 | 4,80 | 0,78 | 4,39 | - | 3,77 |
| 250 | 1,79 | 4,90 | 1,38 | 4,69 | 0,75 | 4,37 |
| 300 | 1,88 | 4,94 | 1,64 | 4,82 | 1,28 | 4,64 |
| 350 | 1,92 | 4,96 | 1,77 | 4,89 | 1,55 | 4,77 |
| 400 | 1,95 | 4,97 | 1,85 | 4,92 | 1,70 | 4,85 |
| 450 | 1,96 | 4,98 | 1,89 | 4,95 | 1,79 | 4,89 |
| 500 | 1,97 | 4,99 | 1,92 | 4,96 | 1,84 | 4,92 |

que neste caso, variam de 34 à 34,8 mm. Outra consideração feita com respeito a utilização de folgas menores é que, para fins práticos e de precisão das medições de posicionamento entre o pistão e o cilindro, a incerteza da espessura da folga nunca seja maior do que 20% do valor nominal da própria folga.

Tabela 26 – Fração de vazio na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais (T=20°C).

| $c[\mu m]$ | $\alpha_{sa}[-]$ | | | | | |
|------------|--------------------|------|---------------------|------|---------------------|------|
| | $\dot{m} = 50kg/h$ | | $\dot{m} = 150kg/h$ | | $\dot{m} = 300kg/h$ | |
| | $p_{en}[bar]$ | | $p_{en}[bar]$ | | $p_{en}[bar]$ | |
| | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar |
| 75 | - | 0,98 | - | - | - | - |
| 100 | - | 0,95 | - | 0,98 | - | - |
| 150 | 0,96 | 0,85 | - | 0,94 | - | 0,97 |
| 200 | 0,85 | 0,72 | 0,98 | 0,88 | - | 0,93 |
| 250 | 0,72 | 0,57 | 0,91 | 0,79 | 0,98 | 0,88 |
| 300 | 0,58 | 0,44 | 0,83 | 0,69 | 0,93 | 0,82 |
| 350 | 0,46 | 0,33 | 0,74 | 0,59 | 0,87 | 0,74 |
| 400 | 0,36 | 0,25 | 0,64 | 0,49 | 0,80 | 0,66 |
| 450 | 0,28 | 0,19 | 0,55 | 0,41 | 0,72 | 0,58 |
| 500 | 0,22 | 0,14 | 0,47 | 0,33 | 0,65 | 0,50 |

Tabela 27 – Fração de vazio na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais (T=25°C).

| $c[\mu m]$ | $\alpha_{sa}[-]$ | | | | | |
|------------|--------------------|------|---------------------|------|---------------------|------|
| | $\dot{m} = 50kg/h$ | | $\dot{m} = 150kg/h$ | | $\dot{m} = 300kg/h$ | |
| | $p_{en}[bar]$ | | $p_{en}[bar]$ | | $p_{en}[bar]$ | |
| | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar |
| 75 | - | 0,98 | - | - | - | - |
| 100 | - | 0,94 | - | 0,99 | - | - |
| 150 | 0,94 | 0,80 | - | 0,93 | - | 0,97 |
| 200 | 0,80 | 0,63 | 0,97 | 0,84 | 1,00 | 0,91 |
| 250 | 0,65 | 0,47 | 0,88 | 0,73 | 0,97 | 0,84 |
| 300 | 0,51 | 0,34 | 0,78 | 0,61 | 0,90 | 0,75 |
| 350 | 0,39 | 0,24 | 0,67 | 0,49 | 0,83 | 0,66 |
| 400 | 0,30 | 0,18 | 0,57 | 0,39 | 0,74 | 0,56 |
| 450 | 0,23 | 0,13 | 0,48 | 0,31 | 0,66 | 0,48 |
| 500 | 0,18 | 0,10 | 0,40 | 0,25 | 0,58 | 0,40 |

Tabela 28 – Fração de vazio na saída da folga em função da pressão na entrada e da vazão da mistura para diversas folgas radiais (T=30°C).

| $c[\mu m]$ | $\alpha_{sa} [-]$ | | | | | |
|------------|-------------------|-------------|---------------|-------------|---------------|-------------|
| | $p_{en}[bar]$ | | $p_{en}[bar]$ | | $p_{en}[bar]$ | |
| | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar | 2bar | 5bar |
| 75 | - | 0,99 | - | - | - | - |
| 100 | - | 0,92 | - | - | - | - |
| 150 | 0,92 | 0,74 | - | 0,91 | - | 0,94 |
| 200 | 0,76 | 0,55 | 0,95 | 0,79 | - | 0,87 |
| 250 | 0,59 | 0,38 | 0,84 | 0,65 | 0,95 | 0,77 |
| 300 | 0,44 | 0,26 | 0,73 | 0,52 | 0,87 | 0,66 |
| 350 | 0,33 | 0,18 | 0,61 | 0,40 | 0,78 | 0,55 |
| 400 | 0,24 | 0,13 | 0,50 | 0,31 | 0,69 | 0,46 |
| 450 | 0,18 | 0,09 | 0,41 | 0,24 | 0,59 | 0,37 |
| 500 | 0,14 | 0,07 | 0,33 | 0,19 | 0,51 | 0,30 |

APÊNDICE C – Análise das Incertezas dos Componentes e Instrumentos da Bancada

Este apêndice apresenta o procedimento de cálculo das incertezas das grandezas medidas na análise experimental do escoamento pela folga pistão-cilindro. O procedimento seguido é o padronizado, recomendado pelo “Guia para a Expressão da Incerteza de Medição” (INMETRO, 2003).

C.1 PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO PISTÃO E DO CILINDRO

Os atributos geométricos dos pistões e do cilindro utilizados na seção de teste da bancada foram medidos no Laboratório de Metrologia Dimensional da Universidade Federal de Santa Catarina em uma máquina de medir por coordenadas, com apalpadores do tipo esférico. Para a medição do comprimento do pistão, foram realizadas três medições e a incerteza combinada, $u_c(L)$ é calculada a partir do desvio padrão da média das três medições, $s_{med}(L)$, e da incerteza máxima da máquina, u_{maq} , através da relação,

$$u_c(L) = \sqrt{s_{med}^2 + u_{maq}^2} \quad (C.1)$$

Desta forma, a incerteza expandida, $U(L)$, foi determinada para um fator de abrangência $k_p=2,00$ definido para infinitos graus de liberdade, onde espera-se que o intervalo de incerteza abranja pelo menos 95,45% dos valores medidos como,

$$U(L) = k_p \cdot u_c(L) \quad (C.2)$$

Para a incerteza de medição dos diâmetros dos pistões e do cilindro, foi considerado o erro de cilindridade resultante de sucessivas medições do raio das peças em diferentes posições circunferenciais e longitudinais. As figuras 135 e 136 mostram os gráficos de cilindridade com resultados das medições dos raios do Pistão 2 e do cilindro, respectivamente. Cada curva representa uma posição longitudinal, enquanto que cada ponto é uma medição em uma posição circunferencial específica. O erro de cilindridade é calculado, então, como sendo a diferença entre os raios máximo e mínimo apontados no gráfico. Dessa forma, a incerteza expandida de medição da folga nominal é obtida como a soma das incertezas dos raios do cilindro e do pistão como,

$$U(c) = U(R_{cil}) + U(R_{pis}) \quad (C.3)$$

Os resultados dos valores médios dos parâmetros geométricos do pistão, do cilindro e da folga acompanhados das incertezas estão dispostos na tabela 29.

Tabela 29 – Valores médios e incertezas expandidas dos parâmetros geométricos do pistão e do cilindro.

| | Raio [mm] | Comprimento [mm] | Folga radial [mm] |
|----------|--------------------|--------------------|-------------------|
| Cilindro | $17,506 \pm 0,029$ | - | - |
| Pistão 1 | $17,036 \pm 0,021$ | $23,942 \pm 0,024$ | $0,470 \pm 0,050$ |
| Pistão 2 | $17,406 \pm 0,031$ | $24,077 \pm 0,037$ | $0,100 \pm 0,060$ |

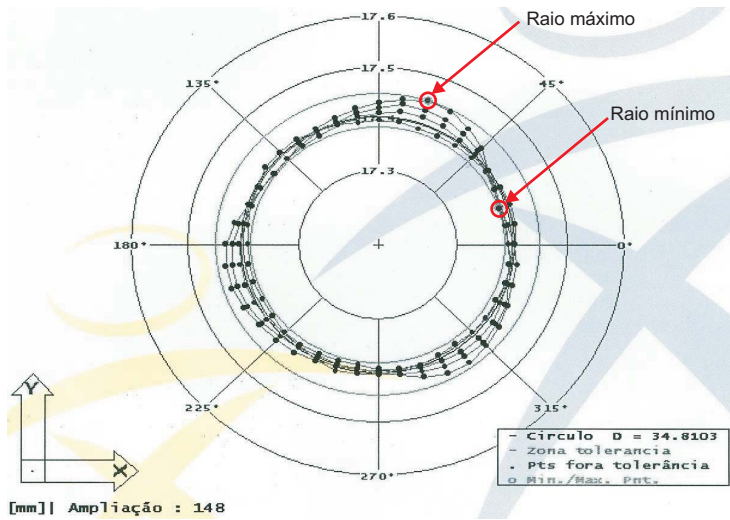


Figura 135 – Gráfico da cilindricidade do Pistão 2.

C.2 SENSORES DE PRESSÃO

A incerteza de medição de pressão nos vasos de pressão e na seção de teste foi obtida da calibração dos sensores. A calibração foi realizada em uma máquina de peso morto da DH-Budenberg 580 Series no Laboratório de Aferição do POLO-INCT. A calibração foi feita dentro das faixas de pressão absoluta de 1 a 10 bar para os sensores dos vasos e da saída do VAP, e de 1 a 15 bar para os sensores miniaturizados da

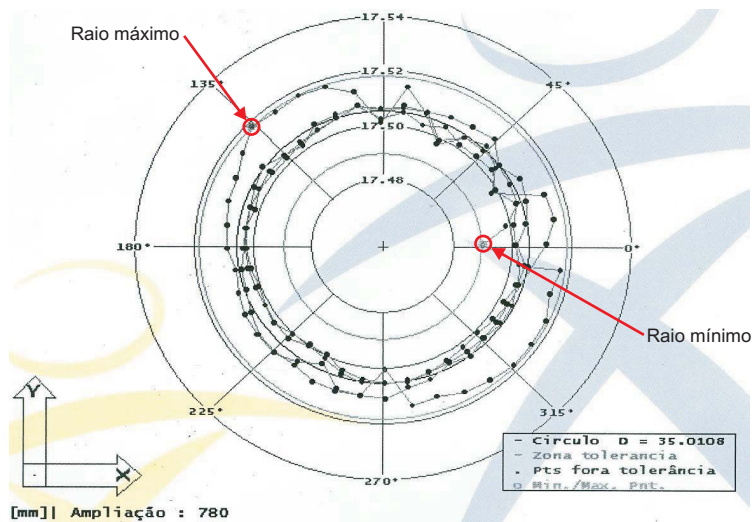


Figura 136 – Gráfico da cilindridade do Cilindro.

seção de teste.

O procedimento de calibração foi realizado através da aplicação de pressões conhecidas, determinadas pelas massas padrão da máquina de peso morto, e a correlações destas pressões com o sinal de tensão gerado pelo sensor. Foram aferidos um total de 25 pontos para os sensores dos vasos e da saída do VAP e de 22 pontos para os sensores da seção de teste, primeiro aumentando e depois diminuindo a pressão nos sensores para levar em conta o efeito da histerese. Ainda, para conferir maior precisão à medição dos sensores miniaturizados, a calibração foi realizada com os sensores já montados no bloco do cilindro, através de um dispositivo que permitiu que o bloco fosse conectado diretamente à máquina de peso morto.

O ajuste linear dos pontos de pressão e tensão dos sensores forneceu a correlação da eq. (C.4),

$$p_e = a\bar{V} + b \quad (\text{C.4})$$

onde p_e é a pressão estimada pelo ajuste [bar], \bar{V} é a tensão de saída do sensor [volts], e a e b são os coeficientes angular e linear da reta.

A incerteza total expandida de medição do sensor, $U_{s,p}$, é calculada pela combinação das incertezas oriundas do desvio padrão máximo

dentre as medições pontuais de pressão, s_p , e do desvio padrão do ajuste, s_a . Assim,

$$U_{s,p} = k_p \cdot \sqrt{s_p^2 + s_a^2} \quad (C.5)$$

onde k_p , o fator de abrangência, foi definido para um intervalo dentro do qual espera-se que 95% dos valores de pressão medidos estejam contidos. O desvio padrão do ajuste é dado pela relação,

$$\bar{\sigma}_a = \sqrt{\frac{\Sigma (p_{e,i} - p_{m,i})^2}{N - 2}} \quad (C.6)$$

onde $p_{e,i}$ e $p_{m,i}$ são as pressões estimadas pela curva e padrão da máquina no i -ésimo ponto, e N é o número total de pontos considerados na calibração. A tabela 30 apresenta os valores dos coeficientes da eq. (C.4) e os valores de incerteza expandida para cada um dos sensores de pressão utilizados na bancada.

Tabela 30 – Coeficientes das curvas ajustadas e incertezas expandidas dos sensores de pressão.

| Sensor | a | b | $U_{s,p}$ [bar] |
|---------------------|-----------|----------|-----------------|
| VAP | 415,98525 | -0,10574 | $\pm 0,010$ |
| VBP | 415,67389 | -1,62713 | $\pm 0,010$ |
| Saída do VAP | 431,54530 | -0,17442 | $\pm 0,010$ |
| Seção de teste 45° | 102,20658 | 0,12504 | $\pm 0,009$ |
| Seção de teste 135° | 103,67867 | 0,46266 | $\pm 0,011$ |
| Seção de teste 225° | 104,63488 | 0,46672 | $\pm 0,009$ |
| Seção de teste 315° | 97,35173 | 0,40775 | $\pm 0,011$ |

C.3 TERMOPARES

O módulo SCXI 1102 do sistema de aquisição de dados possui um canal para sensor de junta fria que faz a leitura direta da temperatura de cada termopar ligado ao módulo. No entanto, com o intuito de eliminar qualquer erro relacionado ao sistema de aquisição, foi feita uma correção desta temperatura com base na comparação com uma temperatura padrão. Este procedimento foi realizado por ??) e a análise das incertezas será repetida aqui. O processo de correção consistiu em imergir os termopares no banho termostático da bancada e comparar a temperatura fornecida pelo sistema de aquisição com a temperatura

do banho monitorada por um termômetro de referência, para várias temperaturas. A faixa de temperatura avaliada para os termopares de medição da temperatura foi de 10 à 40°C com intervalos de 5°C, enquanto que para os outros termopares a faixa foi de -5 à 50°C, também com variação de 5°C.

Os dados da correção da temperatura geraram a seguinte curva,

$$T_c = a \cdot T_{nc} + b \quad (C.7)$$

onde T_c é a temperatura corrigida [°C], T_{nc} é a temperatura não corrigida fornecida pelo sistema de aquisição [°C], e a e b são os coeficientes angular e linear da curva.

Para o cálculo da incerteza da temperatura corrigida são levados em conta o desvio padrão da temperatura não corrigida em um ponto de medição, s_{nc} , a incerteza padrão do termômetro de referência, $u(T_r)$, e as incertezas dos coeficientes da eq. (C.7), $u(a)$ e $u(b)$. A incerteza padrão do termômetro de referência (incerteza so tipo B) é calculada considerando que qualquer leitura de temperatura no termômetro de referência, $T_{r,i}$, situa-se com probabilidade igual a um no intervalo $[T_{r,i} - \delta T_r, T_{r,i} + \delta T_r]$, que cobre a resolução do instrumento. Como para o termômetro usado $\delta T_r = 0,1^\circ\text{C}$, a incerteza padrão torna-se,

$$u(T_r) = \frac{\delta T_r}{\sqrt{12}} = 0,0287^\circ\text{C} \quad (C.8)$$

Os coeficientes a e b da curva de correção possuem dependência estatística. Sua matriz de covariância é dada por,

$$\text{cov} = \begin{bmatrix} s^2(a) & s(a, b) \\ s(a, b) & s^2(b) \end{bmatrix} \quad (C.9)$$

onde $s^2(a)$ e $s^2(b)$ são as variâncias dos coeficientes e $s(a, b)$ é a covariância entre os coeficientes. As incertezas dos coeficientes a e b são os desvios padrões, assim,

$$u(a) = s(a); u(b) = s(b) \quad (C.10)$$

Portanto, para a incerteza combinada da correção da temperatura tem-se,

$$u_c(T_c) = \sqrt{u^2(T_r) + \left(\frac{\partial T_c}{\partial T_{nc}}\right)^2 u^2(T_{nc}) + 2\bar{R}(T_c)} \quad (C.11)$$

onde,

$$\bar{R}(T_c) = 2 \frac{\partial T_c}{\partial a} \frac{\partial T_c}{\partial b} u(a) u(b) s(a, b) \quad (C.12)$$

e $u(T_{nc}) = s_{nc}$. A partir $k_p=2,28$ definido para um intervalo que abrange 95,4% dos valores de temperatura corrigida, a incerteza expandida é calculada como,

$$U(T_c) = k_p \cdot u_c(T_c) \quad (C.13)$$

Os valores dos coeficientes a e b e das incertezas expandidas de cada um dos termopares utilizados estão descritos na tabela 31.

Tabela 31 – Coeficientes das curvas de correção da temperatura e incertezas expandidas de medição.

| Termopar | a | b | $U(T_c)$ [°C] |
|-------------|---------|----------|---------------|
| Ambiente 1 | 1,00174 | -0,01722 | $\pm 0,0931$ |
| Ambiente 2 | 1,00617 | -0,49549 | $\pm 0,0745$ |
| Ambiente 3 | 1,00405 | -0,38109 | $\pm 0,0764$ |
| VAP líquido | 1,00072 | -0,03069 | $\pm 0,0839$ |
| VAP vapor | 1,00165 | -0,03121 | $\pm 0,0752$ |
| VBP líquido | 1,00097 | -0,09940 | $\pm 0,0826$ |
| VBP vapor | 1,00067 | 0,04141 | $\pm 0,0747$ |
| Entrada ST | 1,00739 | -0,60418 | $\pm 0,0877$ |
| Saída ST | 1,00742 | -0,61505 | $\pm 0,0883$ |

C.4 TRANSDUTOR DE FLUXO DE MASSA

Além de medir a vazão mássica do escoamento logo após a saída do VAP, o transdutor de fluxo de massa também mede a densidade e a temperatura do escoamento através da medição da frequência de ressonância da tubulação e de uma termoresistência do tipo PT1000, respectivamente. Os valores medidos de vazão, densidade e temperatura produzem uma corrente de saída que é enviada ao sistema de aquisição e convertida em sinal de tensão através de uma resistência de 249Ω conectada ao canal desejado do módulo de aquisição. A faixa de corrente de saída do transdutor selecionada para todas as grandezas foi de 4 à 20mA, o que equivale a faixa de tensão que vai de 0,990 à 4,98V.

Para as grandezas, os intervalos foram escolhidos de acordo com a faixa de aplicação dos testes com óleo puro e com a mistura óleo-

refrigerante: de 0 à 500 kg/h para a vazão mássica, de 850 à 950 kg/m³ para a densidade e de 0 à 70°C para a temperatura. Como a relação entre a tensão e as grandezas é linear, as seguintes curvas podem ser obtidas,

Para a vazão:

$$\dot{m} = -125 + 125,50201\bar{V} \quad (\text{C.14})$$

Para a densidade:

$$\rho = 825 + 25,1004\bar{V} \quad (\text{C.15})$$

Para a temperatura:

$$T = -17,5 + 17,57088\bar{V} \quad (\text{C.16})$$

De acordo com o fabricante do transdutor de fluxo, a incerteza do medidor de vazão é de $\pm 0,15\%$ do fundo de escala, ou $\pm 1,5\text{kg/h}$, enquanto que as incertezas dos medidores de densidade e de temperatura são de $\pm 1,5\text{kg/m}^3$ e $\pm 0,5^\circ\text{C}$, respectivamente.

C.5 TRANSDUTOR DE NÍVEL

Assim como o transdutor de fluxo, o transdutor de nível emite um sinal de corrente proporcional à posição da bóia magnética que percorre a haste vertical imersa no líquido. O sinal de saída também varia de 4 à 20mA, que é transformado no sistema de aquisição em um sinal de tensão que varia de 0,990 à 4,98V.

Como a haste vertical não chega até o fundo do VAP, é necessário que o vaso já esteja com 82,7 litros de líquido para que o nível atinja a bóia no limite inferior do curso da haste (LACERDA, 2000), onde o sinal de saída fornecido é de 0,990V. No limite superior do curso da haste, a bóia percorre 1 metro (comprimento total da haste) e, tendo em mente o diâmetro do VAP de 65 cm, o deslocamento volumétrico equivalente é de 331,8 litros onde a tensão de saída equivalente é de 4,98V. Sendo assim, admitindo a relação linear entre o volume e a tensão de saída, a curva para o transdutor de nível é,

$$\text{Vol} = 20,8932 + 62,4311\bar{V} \quad (\text{C.17})$$

onde a tensão é dada em volts e o volume em litros. Para a estimativa da vazão mássica a partir de um deslocamento volumétrico ΔVol de

fluido que deixa o VAP a relação é,

$$\dot{m} = \rho \frac{\Delta \text{Vol}}{\Delta t} \quad (\text{C.18})$$

onde ρ é a densidade do fluido e Δt é o tempo de deslocamento.

A incerteza combinada da vazão calculada desta maneira é dada por,

$$u_c(\dot{m}) = \sqrt{\dot{m}'_1 u_c^2(\Delta \text{Vol}) + \dot{m}'_2 u_c^2(\Delta t) + \dot{m}'_3 u_c^2(\rho)} \quad (\text{C.19})$$

onde,

$$\dot{m}'_1 = \left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial \Delta \text{Vol}} \right)^2 \quad (\text{C.20})$$

$$\dot{m}'_2 = \left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial \Delta t} \right)^2 \quad (\text{C.21})$$

$$\dot{m}'_3 = \left(\frac{\partial \dot{m}}{\partial \rho} \right)^2 \quad (\text{C.22})$$

e $u_c(\Delta \text{Vol})$, $u_c(\Delta t)$ e $u_c(\rho)$ são as incertezas combinada da medição do deslocamento volumétrico, do tempo de deslocamento e da densidade do líquido no VAP, respectivamente. Estas incertezas provêm da combinação entre as incertezas padrão inerente de cada instrumento de medição e do desvio padrão das n medições realizadas.

Para o cálculo da incerteza do volume deslocado no VAP, a única parcela considerada será o erro do instrumento, como proposto por Lacerda (2000). Esta parcela é calculada a partir da resolução da haste, que em termos volumétricos é $\delta \text{Vol}=3,3$ litros. Desta forma, considerando que qualquer leitura de volume situa-se com probabilidade igual a um no intervalo $[\text{Vol}_i - \delta \text{Vol}, \text{Vol}_i + \delta \text{Vol}]$, a incerteza padrão devido ao erro do instrumento torna-se,

$$u_{inst}(\text{Vol}) = \frac{\delta \text{Vol}}{\sqrt{12}} = 0,9526 \text{litros} \quad (\text{C.23})$$

O tempo de deslocamento foi medido pelo cronômetro do LabVIEW cuja resolução é $\delta t=0,02\text{s}$. Da mesma forma, para a leitura de tempo dentro do intervalo $[t_i - \delta t, t_i + \delta t]$ com probabilidade igual a um, a incerteza padrão devido ao erro do cronômetro é,

$$u_{inst}(t) = \frac{\delta t}{\sqrt{12}} = 0,0058s \quad (C.24)$$

Para a densidade, se a medição é feita com o transdutor de fluxo, a incerteza padrão devido ao erro do instrumento é calculada a partir da incerteza fornecida pelo fabricante (item anterior), considerando o mesmo intervalo definido dentro do qual a probabilidade de uma leitura de densidade estar dentro é igual a um, ou seja, $u_{inst}(\rho) = 0,4330 \text{ kg/m}^3$. Por outro lado, se a densidade é estimada a partir da pressão e da temperatura no VAP, a incerteza de medição da densidade é obtida diretamente pela combinação das incertezas de medição da pressão e da temperatura no VAP como,

$$u_c(\rho) = \sqrt{\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)^2 u_c^2(T) + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)^2 u_c^2(p)} \quad (C.25)$$

onde $u_c(T)$ e $u_c(p)$ são, respectivamente, as incertezas da temperatura do líquido e da pressão no VAP obtidas a partir da combinação das incertezas padrão devido ao erro de cada instrumento e do desvio padrão das n leituras realizadas. Se o líquido é formado somente por óleo, o segundo termo dentro do radical da eq. (C.25) desaparece, pois a densidade do óleo é função somente da temperatura no VAP.

A incerteza expandida da estimativa da vazão mássica pelo transdutor de nível é calculada, então, um fator de abrangência para a probabilidade de 95% com infinitos graus de liberdade ($k_p=1,96$). Portanto,

$$U(\dot{m}) = k_p \cdot u_c(\dot{m}) \quad (C.26)$$

C.6 QUEDA DE PRESSÃO TEÓRICA DO ESCOAMENTO DE ÓLEO PURO PELA FOLGA PISTÃO-CILINDRO

No Capítulo 4 é apresentada uma metodologia para o cálculo da queda de pressão teórica do escoamento monofásico, em regime permanente e isotérmico de óleo puro pela folga, aproximando a geometria da folga para duas placas planas paralelas. Da eq. (4.1), a queda de pressão é uma função de parâmetros obtidos experimentalmente dada por,

$$\left. \frac{dp}{dz} \right|_{teo} = f(\dot{m}, D_{pis}, c, \rho, \mu) \quad (C.27)$$

O cálculo da incerteza combinada da queda de pressão teórica é feito através de,

$$u_c(f) = \sqrt{\sum_{i=1}^5 \left(\frac{\partial f}{\partial \Phi_i} \right)^2 u_c^2(\Phi_i)} \quad (C.28)$$

onde $\Phi_1 = \dot{m}$, $\Phi_2 = D_{pis}$, $\Phi_3 = c$, $\Phi_4 = \rho$ e $\Phi_5 = \mu$. Os parâmetros $u_c(\Phi_i)$ são as incertezas padrão de cada uma das cinco grandezas medidas. A incerteza padrão da medição do diâmetro do pistão e da folga radial (Tipo B) são simplesmente obtidas das incertezas expandidas da tabela 29 como,

$$u(D_{pis}) = \frac{2U(R_{pis})}{\sqrt{3}} \quad (C.29)$$

$$u(c) = \frac{U(c)}{\sqrt{3}} \quad (C.30)$$

A vazão mássica e a densidade do óleo que escoia pela folga são medidos diretamente com o transdutor de fluxo. A incerteza de medição de cada um destes dois parâmetros é obtida a partir da combinação de duas parcelas: uma relativa aos desvios padrões das aquisições e outra devido ao erro de medição do instrumento. Assim, tem-se, respectivamente, para a incerteza combinada da medição da vazão e da densidade,

$$u_c(\dot{m}) = \sqrt{s^2(\dot{m}) + u_{inst}^2(\dot{m})} \quad (C.31)$$

$$u_c(\rho) = \sqrt{s^2(\rho) + u_{inst}^2(\rho)} \quad (C.32)$$

As incertezas padrões devido ao erro de medição do próprio do transdutor de fluxo (Tipo B) são calculadas em função das suas incertezas expandidas fornecidas pelo fabricante do instrumento como,

$$u_{inst}(\dot{m}) = \frac{U_{inst}(\dot{m})}{\sqrt{3}} = 0,8660 \text{ kg/h} \quad (C.33)$$

$$u_{inst}(\rho) = \frac{U_{inst}(\rho)}{\sqrt{3}} = 0,8660 \text{ kg/m}^3 \quad (C.34)$$

A viscosidade teve que ser estimada indiretamente através da medição da temperatura e da densidade do óleo, ambas medidas pelo transdutor de fluxo, de acordo com a eq. (A.5) para a concentração de refrigerante nula. Assim, a incerteza de estimativa da viscosidade do óleo é obtida pela seguinte combinação,

$$u_c(\mu) = \sqrt{\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)^2 u_c^2(T) + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho}\right)^2 u_c^2(\rho)} \quad (\text{C.35})$$

onde $u_c(T)$ é a combinação das incertezas do erro do sensor de temperatura do transdutor de fluxo e do desvio padrão das medições de temperatura dado por,

$$u_c(T) = \sqrt{s^2(T) + u_{inst}^2(T)} \quad (\text{C.36})$$

A incerteza padrão do erro do sensor de temperatura do transdutor de fluxo é calculada através da incerteza expandida fornecida pelo fabricante como,

$$u_{inst}(T) = \frac{U_{inst}(T)}{\sqrt{3}} = 0,2887^\circ\text{C} \quad (\text{C.37})$$

A partir de um fator de abrangência k_p para um intervalo onde 95% dos valores de queda de pressão teórica estejam contidos e infinitos graus de liberdades ($k_p=1,96$), tem-se, finalmente, para a incerteza expandida,

$$U(f) = k_p \cdot u_c(f) \quad (\text{C.38})$$

**APÊNDICE D – Comparação entre as Vazões Medidas
Direta e Indiretamente na Bancada**

D.1 INTRODUÇÃO

A vazão do escoamento pela folga pistão-cilindro é um parâmetro muito importante a ser determinado experimentalmente, pois além de útil para a caracterização experimental do escoamento, podem ser usada como parâmetro de entrada ou de validação de modelos numéricos. Por esta razão, antes da realização dos testes com a mistura óleo-refrigerante e de centralização com óleo puro na bancada, havia a dúvida de o quão acurado seria representar a vazão do escoamento medida pelos dois métodos apresentados no Capítulo 3.

Um dos métodos é a medição direta através de um transdutor de fluxo instalado logo após a saída do VAP e o outro método é indireto, onde a vazão é estimada através da diferença de volume de líquido marcada por um sensor de nível instalado no VAP antes e após um teste. O método indireto é proposto como uma alternativa para o caso onde se trabalha com a mistura óleo-refrigerante, pois a perda de carga excessiva que a mistura sofre ao passar pela tubulação do transdutor de fluxo pode causar o desprendimento de refrigerante antes de atingir a seção de teste. Dessa forma, desviando o escoamento do transdutor de fluxo, a vazão pode ainda ser estimada pelo sensor de nível.

Obviamente a medição da vazão do escoamento pelos dois métodos envolve variáveis diferentes e, no caso da estimativa pelo sensor de nível, grandezas adicionais que devem ser medidas. Desta forma, é importante que seja feita uma comparação entre as vazões medidas pelos dois métodos em um mesmo escoamento a fim de se verificar a concordância entre ambos, levando em conta as incertezas de medição de cada uma das grandezas envolvidas nas medições. Este é o objetivo deste apêndice.

D.2 PROCEDIMENTO DE TESTE E RESULTADOS

Os testes de medição da vazão foram feitos para o escoamento de óleo puro e para o Pistão 1 posicionado na seção de teste sem estar centralizado com o cilindro. Foram feitos testes com cinco diferentes vazões resultantes de cinco níveis de diferença de pressão ajustada entre os vasos. Cada teste foi conduzido de modo que uma quantidade fixa de 40 dos 150 litros de óleo disponíveis no VAP escoassem pela seção de teste. Esta quantidade foi monitorada pelo transdutor de nível durante o período de escoamento e o tempo registrado pelo programa de aquisição de dados. Simultaneamente, os sinais de vazão, densi-

dade e temperatura medidos pelo transdutor de fluxo eram enviados ao programa de aquisição, juntamente com as condições de pressão e temperatura nos vasos e no ambiente.

Como a temperatura do óleo ao passar pelo transdutor de fluxo também estava sendo medida, aproveitou-se os testes para fazer uma comparação entre a densidade do óleo estimada pela correlação da eq. (A.3), a partir da temperatura medida pelo transdutor de fluxo, e a densidade medida diretamente pelo transdutor. Os valores de temperatura e de densidade obtidos nos cinco testes e as suas respectivas incertezas calculadas pelo procedimento apresentado no Apêndice C, são mostrados na tabela 32. A tabela também apresenta os valores percentuais dos desvios da densidade estimada em relação à medida pelo transdutor de fluxo, de onde percebe-se que a diferença para todos os testes entre a densidade medida e calculada ficou em torno de 0,30%. Considerando, então, os erros atribuídos à ambas as densidades, pode-se afirmar que não há diferença entre as densidades medida e calculada.

Tabela 32 – Comparação entre as densidades medidas e calculadas.

| | T_{flux} [°C] | ρ_{flux} [kg/m ³] | ρ_{calc} [kg/m ³] | Desv. [%] |
|----------------|-----------------|------------------------------------|------------------------------------|-----------|
| Teste 1 | 23,31±0,59 | 949,44±1,71 | 952,65±1,93 | 0,34 |
| Teste 2 | 23,55±0,61 | 949,20±1,70 | 952,49±1,94 | 0,35 |
| Teste 3 | 23,48±0,59 | 949,45±1,71 | 952,53±1,93 | 0,33 |
| Teste 4 | 23,60±0,64 | 949,66±1,71 | 952,46±1,94 | 0,29 |
| Teste 5 | 23,56±0,62 | 949,92±1,71 | 952,49±1,94 | 0,27 |

Um comportamento similar para as vazões medidas pelos dois métodos pode ser observado dos resultados da comparação listados na tabela 33. A diferença percentual em relação à vazão medida diretamente com o transdutor de fluxo oscilou entre 0,16% e 0,47% da menor para a maior vazão do escoamento. Ainda, observa-se também que a incerteza da estimativa da vazão pelo sensor de nível é muito mais alta do que a incerteza da vazão medida diretamente com o transdutor de fluxo, na maior parte por causa da baixa resolução da haste do sensor de nível. No entanto, pelas proximidades dos resultados, pode-se afirmar também que não há diferenças significativas entre os resultados de vazão medida pelos dois métodos.

Tabela 33 – Comparação entre as vazões medidas e estimadas.

| | \dot{m}_{flux} [kg/h] | \dot{m}_{niv} [kg/h] | Desv. [%] |
|----------------|-------------------------|------------------------|-----------|
| Teste 1 | 90,31±1,85 | 90,17 ±4,44 | 0,16 |
| Teste 2 | 224,68±2,03 | 225,37±10,74 | 0,31 |
| Teste 3 | 334,39±3,38 | 335,29±16,07 | 0,27 |
| Teste 4 | 430,87±2,32 | 431,84±20,74 | 0,23 |
| Teste 5 | 512,85±2,00 | 510,43±24,50 | 0,47 |